J. E. Lilienfeld

Die Elektrizitätsleitung im extremen Vakuum

Leipzig
Verlag von Johann Ambrosius Barth
1910

DIE ELEKTRIZITÄTSLEITUNG IM EXTREMEN VAKUUM.

HABILITATIONSSCHRIFT

DURCH WELCHE

MIT ZUSTIMMUNG DER

HOHEN PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT

DER

UNIVERSITÄT LEIPZIG

ZU SEINER

AM MONTAG, DEN 13. JUNI 1910, ABENDS 6 UHR

IN DEM

PHYSIKALISCHEN INSTITUT DER UNIVERSITÄT,
HÖRSAAL FÜR THEORETISCHE PHYSIK
(EINGANG LINNÉSTRASSE 5)

ZU HALTENDEN PROBEVORLESUNG

„DIE HERSTELLUNG TIEFER TEMPERATUREN“

ERGEBENST EINLADET

Dr. J. E. LILIENFELD.

ACAD. LUGD. BAT. BIBL.

LEIPZIG
JOHANN AMBROSIUS BARTH
1910

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Inhalt.

Seite

I. Einleitung 1

II. Die Fluoreszenzfarben des Glases an der positiven Lichtsäule 4

III. Die experimentelle Anordnung.

§ 1. Die Herstellung des Vakuums 9

§ 2. Das Entladungsrohr 12

§ 3. Der Kryostat 15

§ 4. Die elektrische Meßeinrichtung 17

§ 5. Darstellungsweise der Diagramme; Tabellen . . . 18

IV. Beobachtungsresultate.

§ 1. Zusammenhang zwischen Potentialgefälle, Stromdichte, Vakuum 27

§ 2. Beeinflussung des Potentialgefälles durch die geometrischen Verhältnisse; Spektralbeobachtungen . 48

V. Eine Deutung der Ergebnisse.

§ 1. Allgemeines 53

§ 2. Die Unabhängigkeit vom Röhrenquerschnitt . . . 55

§ 3. Ableitung des Gesetzes der Charakteristik 59

VI. Zusammenfassung.

§ 1. Die experimentellen Befunde 65

§ 2. Die allgemeinen Schlüsse 65

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546827_0077

I. Einleitung.

Im Herbste des Jahres 1906 lenkte eine auffallende Erscheinung meine Aufmerksamkeit auf das Gebiet, dessen Untersuchung mir den Stoff zu der vorliegenden Arbeit lieferte. Diese Erscheinung — eine rote, längs der Bahn der elektrischen Entladung im Vakuum unter bestimmten Umständen auftretende Fluoreszenz — erwies sich bald als etwas Akzidentelles und Unwichtiges den neuen Gesetzmäßigkeiten gegenüber, zu deren Feststellung sie in der Entladung bei hochgradigem Vakuum später führt. Es waren dies Tatsachen, die *zunächst* mit der Entdeckung zusammenhingen, daß das Potentialgefälle in der positiven Lichtsäule der Glimmentladung nicht, wie aus plausiblen Gründen allgemein angenommen und von Herz[1]) experimentell gefunden wurde, bei *abnehmendem Drucke unbegrenzt abnimmt* und sich der Null nähert, sondern daß dieses Verhalten nur bis zu einem gewissen Maximaldrucke gilt, von welchem ab das Gefälle wieder rapide *zunimmt, bei abnehmender Gasdichte.*[2]) Das Verwunderliche lag darin, daß bei abnehmendem Drucke die mittlere freie Weglänge der geladenen stromtransportierenden Teilchen wächst, daß folglich, je tiefer das Vakuum, ein desto geringeres Hindernis sich dem Elektrizitätstransport in den Weg legen müßte.

1) H. Herz, Wied. Ann. **54.** p. 49. 1898.

2) Vgl. drei aufeinanderfolgende Publikationen des Verfassers „Über Glimmentladung". Verh. Deutsch. Physik. Ges. **8.** 10. November 1906, 22. März 1907; Ber. d. Math.-Phys. Klasse d. Kgl. Ges. d. Wiss. zu Leipzig. **9.** 20. Juli 1908. Schließlich eine Publikation unter dem Titel „Wehneltkathode bei hochgradigem Vakuum". **9.** 6. Januar—März 1908.

Arbeitet man, um *rein technisch* die Sache zu vereinfachen und allzu hoch gespannte Ströme zu vermeiden, mit einer Oxydkathode nach Wehnelt[1]), und beobachtet, daß von einem gewissen Maximalwerte des Druckes abwärts, die Klemmenspannung des Rohres stark zunimmt, so wird man verleitet[2]), dies so aufzufassen, als ob die Oxydkathode in diesem Gebiete aufhörte, ihre Eigenschaft der weitgehenden Erniedrigung des Kathodengefälles aufzuweisen. Eine Sondenmessung beweist jedoch, daß das Verhalten einer Oxydkathode in keiner Beziehung einer Änderung unterliegt; daß hingegen ein bedeutendes Potentialgefälle, verbunden mit einer intensiven Erhitzung der Glaswände in der *positiven Lichtsäule* bei abnehmendem Gasdrucke auftritt.

So war also der Gegenstand gegeben, an dem die Forschung ansetzen konnte: ein möglichst hochgradiges Vakuum sollte erzeugt werden; in diesem Vakuum sollte eine elektrische Entladung von einer Stromstärke eingeleitet werden, die größer als ein bestimmter Minimalwert zu wählen war; in tunlichst großer Entfernung von den Elektroden waren dann die Vorgänge zu untersuchen.

Man kann den gekennzeichneten Bedingungen des hohen Vakuums und der großen Stromdichte eine allgemeinere Fassung erteilen, indem man die Herstellung eines Zustandes fordert, *wo die räumliche Dichte der die Stromleitung besorgenden negativen Elektronen möglichst groß wird im Vergleich mit der Dichte der Gasmoleküle, wo also die Tendenz zur Ausbildung einer möglichst großen Volumenladung in der Strombahn besteht.*[3])

---

1) Ich habe immer wieder mit Nachdruck darauf hingewiesen, daß die Erscheinungen des behandelten Gebietes auch unter Zuhilfenahme gewöhnlicher Metallelektroden von großer Ausdehnung hergestellt werden kann. Vgl. z. B. Verh. Deutsch. Physik. Ges. **9.** p. 126. 1907.

2) Diese Auffassung vertrat Fred Soddy, Physik. Zeitschr. **9.** p. 1. 1908; vgl. meine Entgegnung, Physik. Zeitschr. **9.** p. 6. 193.

3) Verh. Deutsch. Physik. Ges. **9.** p. 127/128. 1907. Wie man des Näheren die Bedingung großer Elektronendichte in ihrer Wirkung auf die Materie aufzufassen hat, ist auf p. 62—63 der vorliegenden Arbeit erörtert.

Unter den so definierten Bedingungen traten Erscheinungen auf, welche der zweiten meiner auf p. 1 angeführten Publikationen zugrunde lagen, und auf das Vorhandensein von mit kleiner Masse behafteten Trägern positiver Elektrizität hinwiesen. Diese Erscheinungen konnten seitdem von mir zwar nicht einwandfrei reproduziert werden. Angesichts ihrer Wichtigkeit waren sie jedoch in erster Linie der Ansporn, die Elektrizitätsleitung in extremem Vakuum eingehend durchzuforschen, um die anfangs sehr variablen Bedingungen eindeutig kennen und beherrschen zu lernen. Die Ergebnisse der diesbezüglichen Studien bilden den Inhalt der vorliegenden Arbeit.

Wenn auch ein direkter Beweis für die Existenz positiver Elektronen in den folgenden Resultaten nicht erbracht ist, so wird man eine Reihe von Zusammenhängen finden, welche in einfacher Weise auf Grund der Annahme positiver Elektrizitätsträger von einheitlichem Verhältnis der Ladung zur Masse dargestellt werden können; insbesondere also positiver Ladungen, welche unabhängig von der Materie bestehen.[1]) Deshalb mag die Frage nach der Existenz positiver Elektronen, soweit meine Untersuchungen in Frage kommen, vorläufig unentschieden gelassen werden; besonders auch, weil die an meine Arbeiten anschließenden Veröffentlichungen anderer Experimentatoren meines Dafürhaltens das Problem offen lassen. Ich vermag in der Tat weder in der Wiederholung eines Teiles meiner Versuche durch Gehrcke und Reichenheim[2]), Bestelmeyer und Marsh[3]), welche ein *negatives* Resultat ergaben, noch in den die Frage nach der Teilnahme positiver Elektronen, sowohl an der Gasentladung, als auch an der Lichtemission, *bejahenden* Versuchen von Jean Becquerel[4]) ein endgültig entscheidendes Moment zu erblicken.

---

1) Über eine ähnliche, wenn auch wesentlich anders gemeinte Behauptung von J. J. Thomson vgl. man p. 44.

2) E. Gehrcke und O. Reichenheim, Verh. Deutsch. Physik. Ges. 1907. p. 593.

3) A. Bestelmeyer und S. Marsh, Verh. Deutsch. Physik. Ges. 1907. p. 758.

4) J. Becquerel, Vgl. eine Reihe von Arbeiten in „Le Radium“ 1907 und 1908, insbesondere 1908. p. 193.

II. Die Fluoreszenzfarben des Glases an der positiven Lichtsäule.

Bevor ich an den eigentlichen Gegenstand der vorliegenden Untersuchung herantrete, soll hier das Wesentlichste über die bereits erwähnte, zu Anfang der Arbeiten das erstemal von mir beobachtete rote Fluoreszenz aus meinen früheren Veröffentlichungen zusammengefaßt werden.

Die Fluoreszenz trat das erstemal gelegentlich eines anderen Experimentes auf.[1]) Ich benutzte eine Röhre von der Gestalt der Fig. 1. Zwei Glaskugeln G_1, G_2 mit den

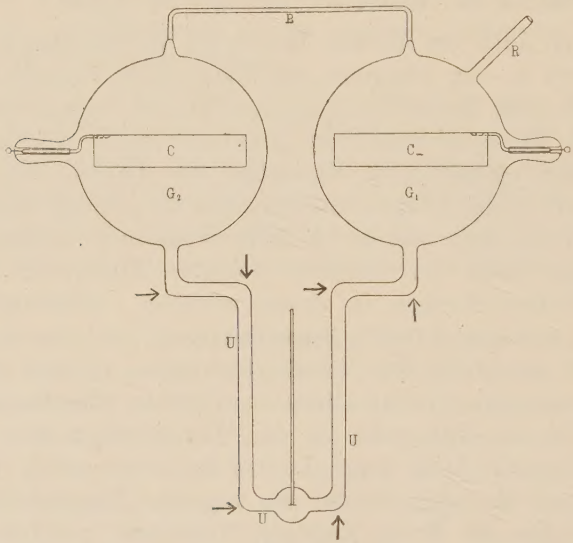

Fig. 1.

Zylinderelektroden C_-, C_+ waren durch das Rohr U (13 mm lichter Weite) verbunden. B ist ein Versteifungsbügel, aus einem Glasstab hergestellt, R der Anschluß an die Luftpumpe. Wurde diese Röhre mehrmals mit aus Kaliumpermanganat dargestelltem Sauerstoff gefüllt und unter Stromdurchleitung

1) Verh. Deutsch. Physik. Ges. 8. p. 11. 1906: „Eine Methode zur Bestimmung der Temperatur und der Wärmeleitfähigkeit des positiven Glimmlichtes". Dann auch Verh. Deutsch. Physik. Ges. 8. p. 23. 1906: „Über neuartige Erscheinungen in der positiven Lichtsäule einer Glimmentladung.

ausgepumpt, so ergab sich, daß wenn der Druck weniger als 0,01 mm Quecksilber und die Stromstärke etwa 20—30 Milliamp. betrug, zunächst bei dem Annähern eines Stahlmagnets an einem beliebigen Punkte des Rohres U ein roter Fleck erzeugt werden konnte. Wurde das Vakuum besser, dann erschienen an den mit Pfeilen bezeichneten Stellen kirschrote, von der durch Kanalstrahlen erzeugten Fluoreszenz wohl unterscheidbare Flecke. Ihr Spektrum beobachtete ich als ein kontinuierliches im roten Teile.[1])

Der Lage der Flecke nach wurden sie von einem im Sinne von der Kathode nach der Anode zu bewegten Träger erzeugt. Um die Erscheinung bei höherem Vakuum verfolgen zu können, ersetzte ich die Aluminiumelektrode C_{-} durch eine Oxydkathode. Wurde diese dann zum Beispiel an das mit — bezeichnete Rohr der Fig. 2 angesetzt und das nötige Vakuum geschaffen, so trat an der Stelle R die rote Fluoreszenz auf. Aus einem Ablenkungsversuche schloß ich, „daß nicht die negativen Korpuskeln für sich allein die rote Fluoreszenz erzeugen können, daß vielmehr noch ein zweiter Faktor dieselbe mitbedingt."

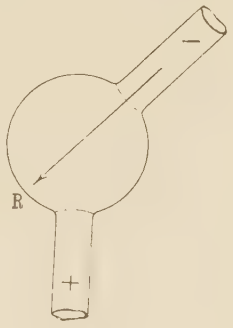

Fig. 2.

Ich vermutete in diesem zweiten Faktor, der die rote Fluoreszenz *mit*bedingt, positiv geladene Teilchen. Gleichzeitig meinte ich, daß das in der Einleitung dargestellte Minimum des Potentialgefälles, welches bei einem bestimmten Druck eintritt, „darauf hinweist, daß es nicht ausschließlich die von der Oxydelektrode emittierten Elektronen sind, welche, wie vielfach angenommen wird, die Entladung im hohen Vakuum bewirken, sondern daß für die Elektrizitätsleitung unter den erwähnten Umständen es sehr wesentlich auf einen zweiten

1) Verh. Deutsch. Physik. Ges. 9. p. 134. § 7. 1907. Gehrcke und Reichenheim (Verh. Deutsch. Physik. Ges. 1907. p. 593) photographierten das Spektrum der Fluoreszenz und fanden zwei Banden zwischen 654 bis 620 $\mu\mu$ mit Maximis bei 650 und 630 $\mu\mu$.

Faktor ankommt, der vielleicht durch die rote Fluoreszenz dem Auge bemerkbar gemacht wird".

In der darauf folgenden Publikation (§ 7) wird die rote Fluoreszenz und weitere neue, unter ähnlichen elektrischen Bedingungen auftretende Fluoreszenzfarben des Glases wie folgt zum letzten Male erwähnt: „Sie tritt sowohl auf Glas als auch auf Quarz bei sehr hohem Vakuum ein, jedoch nicht bei den extremsten Graden der Evakuierung. Hat man nämlich die Gefäße durch anhaltende Entladung von den an den Wänden okkludierten Gasresten befreit, so wird bei Glas das ursprünglich kirschrote rotviolett bis blau mit einzelnen himmelblauen Stellen, die Quarzwände aber fluoreszieren dann himmelblau mit einzelnen grünen Stellen, manchmal auch noch andersfarbig — was angesichts der technologisch recht ungleichförmigen Entstehungsart der Quarzröhren erklärlich ist.

Die rote Fluoreszenz scheint folglich mit den Gasresten — im Raume, oder was wahrscheinlicher ist, mit den an den Wänden okkludierten — zusammenzuhängen. Die blaue mag dem sowohl den Gläsern als auch dem Quarz gemeinsamen Silicium entstammen. Ob und inwiefern aber diese Fluoreszenzen tatsächlich von der positiven Strahlung hervorgerufen, oder aber durch ihr Zusammenwirken mit den anderen Produkten des Entladungsvorganges erzeugt werden, mag vorläufig dahingestellt bleiben."

Da von anderer Seite, zum Teil auch in den im folgenden angeführten Arbeiten, die Meinung geäußert wurde, daß in erster Linie die Beschaffenheit der Glasoberfläche für die Fluoreszenzfarbe maßgebend wäre, bemerke ich zusammenfassend, daß ich von Anfang an eine Ansicht vertrat, der zufolge die neuartigen von mir gefundenen Fluoreszenzfarben durch eine besondere Erregungsart hervorgerufen werden; eine Erregungsart, über die ich bis auf die wiedergegebenen Andeutungen, daß sie *nicht allein* von den auffallenden Kathodenstrahlen hervorgerufen wird, nichts Bestimmtes aussagte. Als Stütze für diese meine Auffassung führte ich schon in der ersten Publikation die Tatsache an, daß man durch das Annähern eines Magnets an die Kugel der Fig. 2 neben der roten Fluoreszenz die gewöhnliche grüne erzeugen kann. Auch gelingt es durch das Anbringen einer Hilfskathode, besonders auch

für den Fall der weniger ausgeprägten bläulichen Fluoreszenz, welche bei weitgehend entgasten Glaswänden auftaucht, nachdem die rote Fluoreszenz nach langanhaltender Belastung der Röhre verschwunden war, über diese fahlblaue Fluoreszenz die gewöhnliche gelbgrüne zu superponieren. Unter den vielen möglichen Ausführungsformen dieses Versuches sei hier die eine angegeben, wo der Platindrahtring Z der Fig. 6 p. 13 während der Entladung durch einen großen Widerstand (Elektrolyt oder Sekundärspule eines großen Induktors) mit der Kathode verbunden wird; sofort wird die obere Mündung des engen Rohres E_2 von der gewöhnlichen Röntgenröhrenfluoreszenz erfüllt.

In einem gewissen Gegensatze zu meinen Erfahrungen und Ansichten stehen die folgenden Veröffentlichungen: Gehrcke und Reichenheim[1]) schrieben die Erregung der Fluoreszenzfarben dem Auftreffen von Kathodenstrahlen zu und sahen einfach in den Geschwindigkeitsunterschieden dieser Kathodenstrahlen das ausschlaggebende Moment; langsame Kathodenstrahlen sollten die rote und wohl auch die blaue, schnelle die gewöhnliche grüne Fluoreszenz hervorrufen. Diese Ansicht wurde dann von Reichenheim[2]) dahin modifiziert, daß die neuen Fluoreszenzfarben, insbesondere die blaue, durch die intensive Emission von primären oder sekundären Kathodenstrahlen erregt werden. Auch berücksichtigt Reichenheim, sich den von mir vertretenen Ansichten nähernd, die Möglichkeit, daß auch Ionen (Kanalstrahlen) an der Erregung vielleicht teilnehmen könnten.

Schließlich ist von Goldstein[3]) die Ansicht vertreten worden, als ob die rote Fluoreszenz mit der Anwesenheit einer sauerstoffreichen Gasfüllung zusammenhinge. In der Tat gelingt ihre Herstellung am besten auf dem von mir ursprünglich benutzten Wege, wenn man die Röhren unter Durchgang der Entladung mehrmals mit reinem Sauerstoff füllt und auspumpt. Man erhält insbesondere eine rote Fluoreszenz bei reiner Sauerstofffüllung, auch bei viel höherem Drucke, als es ohne

1) E. Gehrcke und O. Reichenheim, Verh. Deutsch. Physik. Ges. 1907. p. 593.

2) O. Reichenheim, Verh. Deutsch. Physik. Ges. 1909. p. 45.

3) E. Goldstein, Verh. Deutsch. Physik. Ges. 1907. p. 598—605.

Sauerstoff erreichbar wäre. Und zwar scheint der Druck beim Sauerstoff nach den größeren Werten hin unbegrenzt variiert werden zu dürfen, vorausgesetzt, daß man Stromdichten anwendet, die groß genug sind, um die bei höherem Druck zur Erzeugung der roten Fluoreszenz erforderlichen Energiemengen in der positiven Lichtsäule in Umsatz zu bringen.

Man kann jedoch die rote Fluoreszenz wie folgt auch *ohne Sauerstoffspülung* erzeugen. Wird die Röhre unter sehr starker Erhitzung der Glaswände stundenlang ausgepumpt, während die ebenfalls erhitzten Adsorptionsgefäße bei dem p. 9 ff. beschriebenen Evakuierungsverfahren Kohlenwasserstoffe abgeben, so erhält man eine Füllung, die wohl keinen Sauerstoff in merklichen Mengen enthalten kann und in der Tat ein Kohlewasserstoffspektrum emittiert. Sowie dann eines der Adsorptionsgefäße eine Zeitlang in flüssiger Luft eintaucht und die Entladung eingeleitet wird, beobachtet man unter fortbestehendem Kohlewasserstoffspektrum die rote Fluoreszenz, wenn auch nicht in der größten durch Sauerstoffdurchleitung erreichbaren Intensität. Auch andere, im Laufe der vorliegenden Arbeit erörterte Tatsachen (vgl. p. 36) deuten darauf hin, daß die Sauerstoffspülung unter gleichzeitiger Entladung lediglich den von mir schon in den ersten Publikationen behaupteten Wert eines bequemen Reinigungsmittels der Gefäßwände hat — welche Reinigung jedoch, wenn auch nicht ebenso gut, wie durch das Verbinden der beiden Verfahren, durch ein intensives Erhitzen des Rohres in Thermostaten ebenfalls erreicht werden kann.

In diesem Zusammenhange mag nicht unerwähnt bleiben, daß auch Konen[1]) die rote Fluoreszenz in Röhren beobachtet hat, welche ein reines Heliumspektrum gaben.

Schließlich sei noch angeführt, daß, wenn der erst seit kurzer Zeit erreichbare höchste Grad der Gasverdünnung hergestellt ist, die Fluoreszenz der Glaswände in einen eigentümlich fahlen Ton übergeht; und daß im allgemeinen durch das Eintauchen des Entladungsrohres in flüssige Luft keine auffällige Änderung der Farbentöne eintritt.

1) H. Konen, Verh. Deutsch. Phys. Ges. 1907. S. 704.

III. Die experimentelle Anordnung.

§ 1. Die Herstellung des Vakuums.

Im Laufe der Arbeiten hatte es sich ergeben, daß dem Prinzip, nach welchem das Vakuum herzustellen ist, falls man extreme Gasverdünnungen zu erreichen bestrebt ist, eine ebenso einfache wie einleuchtende Fassung gegeben werden kann: Man muß, besonders falls erhitzte Holzkohle und mit Dichtungsmitteln versehene Hähne und Schliffe in der Vakuumleitung vorhanden sind, das Entladungsrohr tunlichst vom ersten Anfang des Auspumpens an auf einer wesentlich höheren Temperatur halten, als die übrigen Teile der Leitung. In der Tat ist es klar, daß unter diesen Umständen das Hinüberdestillieren von Unsauberkeiten aller Art aus den erwähnten Unsauberkeitsquellen verhindert wird. Arbeitet man so, daß das Entladungsgefäß sich auf Zimmertemperatur befindet, so muß folglich ein Teil der Leitung, der nach Möglichkeit zwischen dem Entladungsrohr und den Schliffen sich befinden soll, in flüssige Luft tauchen. Werden aber die Holzkohlegefäße bei hoher Temperatur entgast, dann ist es unumgänglich nötig, gleichzeitig das Entladungsrohr auf eine mindestens ebenso hohe Temperatur zu bringen; und es ist günstig, andererseits einen Teil der Leitung mit flüssiger Luft zu kühlen.

Die Kokosnußkohle, welche als Adsorptionsmittel benutzt wird, muß bei einer jeden Herstellung der Luftleere auf über 400° erhitzt werden und durch eine möglichst schnell wirkende Luftpumpe (die Gaedesche Quecksilberluftpumpe) von den abgegebenen Gasen möglichst weitgehend durch stundenlanges Pumpen befreit werden. Ich fand es jedoch für günstig, nach einer mehrere Stunden lang andauernden Wirkungszeit der Gaedepumpe nachträglich noch eine Zeitlang eine weniger aus der Atmosphäre verschleppende Luftpumpe arbeiten zu lassen (die Neesensche Quecksilberluftpumpe in der Ausführung der Firma R. Burger & Co., Berlin). Erst dann wird zu einem kombinierten Adsorptionsverfahren unter Sauerstoffdurchleitung und Entladung geschritten.

Apparativ gestaltet sich die Sache wie folgt. Zum Erwärmen der Röhre, gleichgültig ob Adsorptionsgefäße oder Ent-

ladungsröhren erhitzt werden sollen, dienen Thermostaten verschiedener Größe von der Form der Fig. 3. Ein äußeres, mit Asbestpappe bewickeltes Eisenrohr A ist an beiden Enden offen und trägt in seinem Innern vermittelst der Winkelstücke W ein inneres Eisenrohr J, welches oben offen und unten mit einem Boden versehen ist. Zwischen den beiden Blechmänteln befindet sich ein Luftraum. In dem Raume H wird eine entsprechende Heizflamme (Gasbrenner usw.) aufgestellt. Man erkennt, daß es praktisch ist, falls man mit derartigen Thermostaten arbeiten will, die zu erhitzenden Apparate so zu bauen, daß ihre Hauptausdehnung möglichst in die vertikale Richtung fällt.

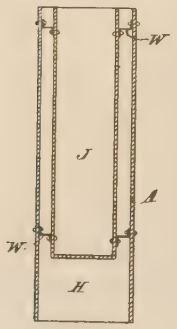

Fig. 3.

Die Vakuumleitung ist in Fig. 4 angegeben. Die schematisch angedeuteten Hähne H_3 und H_4 führen beziehungsweise nach der Gaede- und nach der Neesenpumpe. Die Adsorptionsgefäße A_1 und A_2 sind nach dem Schema einer Wasch-

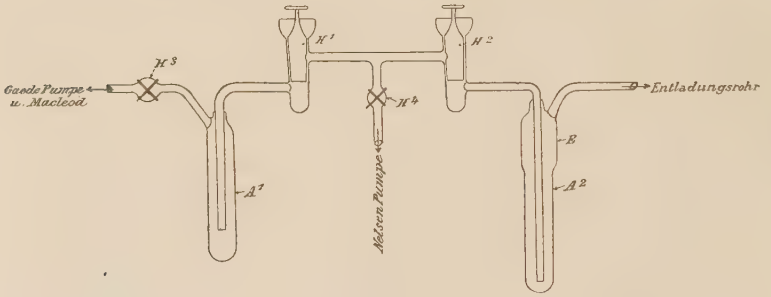

Fig. 4.

flasche gebaut, zu dem Zweck, die vor dem Gefäß befindlichen Teile der Leitung von den hinter dem Gefäß befindlichen ganz präzis voneinander zu trennen und dem Gefäße trotzdem die Form eines Rotationskörpers zu bewahren; dieses ist aus verschiedenen Gründen für den Einbau der Gefäße in die Thermostaten, Dewargefäße, Kryostaten von Wichtigkeit. Das Gefäß A_2 unterscheidet sich von dem Gefäß A_1 durch das Vorhandensein der Erweiterung E in seinem oberen Teile,

welche für das Einführen in den Kryostaten erforderlich ist. Das Gefäß A_1 dient zum Vorevakuieren der ganzen Leitung, nach dem zu Anfang erwähnten Prinzipe, während das Gefäß A_2 durch eine etwa 25 bis 30 mm weite und möglichst kurze Verbindung an das Entladungsrohr anschließt und das Vakuum während der eigentlichen Untersuchungen aufrecht erhält. — Das Auspumpen gestaltet sich so, daß zu Anfang die Gefäße A_1 und A_2 sowohl wie das Entladungsrohr auf über 400° erhitzt werden und die Gaedepumpe in Verbindung mit der ganzen Leitung gesetzt wird. In dem allerersten Stadium des Auspumpens wird außerdem die Wehneltkathode auf helle Rotglut erhitzt, um auch hier eine möglichst weitgehende Entgasung von vornherein zu bewirken. Nachdem der Partialdruck über der erhitzten Holzkohle von der Größenordnung 0,0001 geworden ist (ein Macleodmanometer befindet sich an der Gaedepumpe) wird die Gaedepumpe abgestellt, der Hahn H_3 geschlossen, H_4 geöffnet und die Neesenpumpe in Gang gesetzt. Nach einer bis zwei Stunden läßt man dann das Gefäß A_1 abkühlen und taucht es in flüssige Luft, stellt die Neesenpumpe ab und läßt nun etwa drei Stunden lang die Reste in A_1 absorbieren. Dann wird der Hahn H_1 ebenfalls geschlossen, die Entladungsröhre nach erfolgtem Erkalten des Gefäßes A_2 aus dem Thermostaten entfernt und sofort durch einen intensiven Entladungsstrom erhitzt.[1]) Es wird mehrere Male aus dem an der Neesenpumpe befestigten Kaliumpermanganatgefäß (vgl. Fig. 5) die Leitung bis auf mehrere Millimeter Druck mit Sauerstoff gefüllt, durch die Neesenpumpe allmählich evakuiert und die letzten Gasreste allemal durch das Öffnen des Hahnes H_1 nach A_1 übergeleitet. Nachdem so eine auf Grund längerer Erfahrung leicht erkennbare Sauberkeit der Wände des Entladungsgefäßes erreicht ist, wird die Neesenpumpe abgestellt, der Hahn H_1 für einige Zeit geöffnet und unter anhaltendem Durchgang des Entladungsstromes zunächst alles übrigbleibende Gas tunlichst weitgehend in A_1 absorbieren gelassen. Darauf wird A_2 in flüssige Luft gesteckt, der Hahn H_2 geschlossen und nunmehr der endgültige Evakuierungsgrad nach entsprechend langer Entladung erreicht.

1) In diesem Stadium wird die p. 8 erwähnte rote Fluoreszenz in Abwesenheit des O beobachtet.

Das Permanganatgefäß der Fig. 5 besteht aus der das Permanganat enthaltenden Glaskugel G; der kapillare Haken H dient dazu, den gröberen Staub beim Erhitzen des Permanganats zurückzuhalten, während der überaus feine dabei entstehende Staub in dem nach Art einer Waschflasche gebauten Gefäß A zurückgehalten wird. Das Gefäß wirkt in erster Linie durch Verlangsamung der Strömungsgeschwindigkeit; seine Wirksamkeit kann durch das Ausfüllen des Raumes zwischen der Kapillare K und der Wandung mit Glaswolle

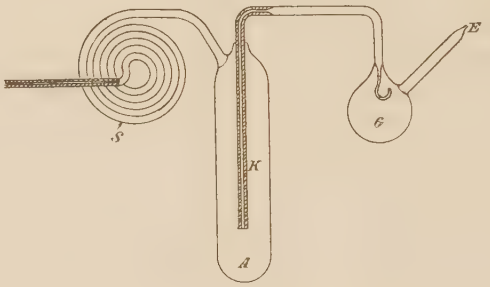

Fig. 5.

und durch das Einschalten einer kapillaren Spirale S erhöht werden. Außerdem kann man das Gefäß A in flüssiger Luft kühlen, wenn man die Feuchtigkeit etwa zurückhalten will, die beim Erwärmen des Permanganats frei werden könnte. Dieses hat aber einen ebensowenig merklichen Einfluß auf den Gang der Dinge, wie auch das Kühlen eines Teiles der eigentlichen Leitung zwischen den Schliffen und dem Gefäße A_2 der Fig. 2 durch flüssige Luft während der Sauerstoffspülung. Aus diesem Grunde wurde diese Komplikation meistens ausgelassen.

§ 2. Das Entladungsrohr.

Die Gesichtspunkte, von welchen aus das Entladungrohr durchkonstruiert worden ist, sind die folgenden: *Erstens* soll, wie bereits bei der Beschreibung der Thermostaten erwähnt wurde, seine Hauptausdehnung in der Vertikale liegen. Dieses ermöglicht nicht nur das Erhitzen, sondern auch das Abkühlen des Rohres auf die Temperatur der flüssigen Luft. *Zweitens* soll für die Zwecke dieser Abkühlung, um flüssige Luft zu

sparen, die an der Wehneltkathode vom Heizstrom erzeugte Wärme außerhalb des Bades flüssiger Luft nach Möglichkeit abgegeben werden. Auch soll das von der glühenden Kathode abgegebene ausgesandte Licht tunlichst so abgeblendet werden können, daß spektrale Beobachtungen an der Entladung ungestört vorgenommen werden können. *Drittens* soll aber die Oxydkathode möglichst nahe an das Adsorptionsgefäß angeschlossen sein und im Gegensatze dazu durch möglichst lange und enge Röhren von der Stelle getrennt sein, an welcher die eigentliche Messung vorgenommen wird, zu dem Zwecke ein dynamisches Gleichgewicht zu erreichen, bei welchem die von der Kathode abgegebenen und von der Holzkohle aufgenommenen Gase möglichst wenig nach der Beobachtungsstelle hindiffundieren. Diese drei Gesichtspunkte ergeben die unsymmetrische retortenähnliche Form der Entladungsröhre in Fig. 6. Die etwa 12 cm im Durchmesser besitzende Kugel R schließt einerseits an das Rohr L, welches nach dem Adsorptionsgefäße führt, andererseits an das weite Entladungsrohr E_1 (etwa 50 mm Durchmesser) an. Dieses verjüngt sich in seinem Fortlaufe zu dem etwa 10 mm im Lichten besitzenden Rohr E_2. In dem unteren Teile dieses Rohres sitzen die der Messung des Potentialgefälles dienenden Sonden S_1 und S_2. Sie bestehen aus feinem Platindraht, der bis zur Mitte der Entladungsbahn reicht und enthalten Quecksilbernäpfe, welche an lange feine Glasröhren J angeschlossen sind. Die Glasnäpfe sind oben mit einer Erweiterung M ver-

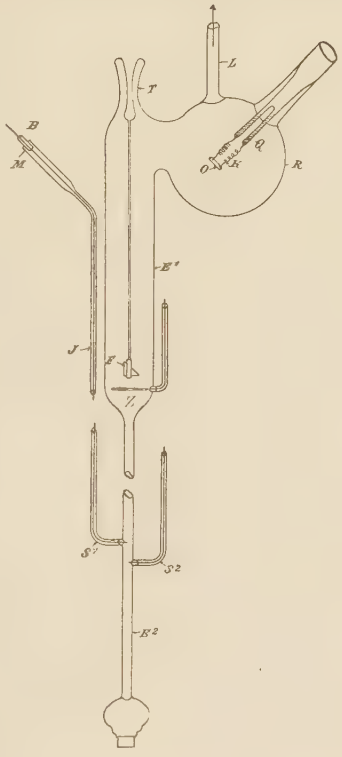

Fig. 6.

sehen, in welche die Bernsteinstücke *B* luftdicht eingekittet werden. Diese Bernsteinstücke sind durchbohrt und vermitteln die Isolation des zum Elektrometer führenden Drahtes *D*. Der Zweck dieser Ausgestaltung ist der, die vorzügliche Isolation der Glaswände auszunutzen, welche eintritt, falls das Rohr in flüssige Luft taucht.

Der Rohransatz *T* dient dazu, verschiedene Vorrichtungen in die Röhre hineinzubringen. In der Figur ist er z. B. zu dem Zweck ausgenutzt worden, ein total reflektierendes Prisma *F* so anzuordnen, daß es eine Beobachtung der Verteilung des Lichtes im Röhrenquerschnitt vermittelt und auch die Lichtintensität der ganzen Röhrenlänge summiert.

Die Röhre wird, wenn bei der Temperatur der flüssigen Luft beobachtet werden soll, bis einige Zentimeter über das total reflektierende Prisma in flüssige Luft hineingebracht.

Der Platinring *Z* dient als Zündelektrode.

Von den Elektroden selbst ist nun folgendes zu sagen. Die Kathode, welche der empfindlichste Bestandteil des ganzen Apparates ist, hat die eigenartige auf der Figur ersichtliche Gestaltung erhalten; die Heizstromzuführung geschieht vermittelst der Quecksilberkontakte *Q*. Ich habe gefunden, daß diese Herstellungsart die Oxydelektrode nicht nur wesentlich haltbarer gegen die sonst übliche macht, sondern auch, daß die sonst Spuren von Gasen erzeugende Elektrolyse des heißen Glases hier vermieden ist, da zwischen den beiden Drähten ein kühl gehaltenes Stück des Glases sich befindet. An die beiden Platindrähte sind Kupferdrahtspiralen *K* angelötet, an deren anderem Ende kleine Stücke Platindrahtes den Übergang zum Platinblech *O* vermitteln. Dieses Platinblech wird in der gewöhnlichen Art und Weise mit einem Überzug von Erdalkalioxyden versehen.

Die Anode ist aus einem Platintopfe *T* in der aus der Fig. 7 ersichtlichen Art und Weise hergestellt, um die nicht unbedeutende, an ihrer Oberfläche abgegebene Wärme möglichst leicht nach außen abzuführen. In den letzten Versuchen habe ich den Platintopf durch ein vertikales Platinrohr (Fig. 8) ersetzt, welches den Vorzug hat, daß etwa vorhandene Unsauberkeiten sich nicht auf der von der Entladung benutzten Fläche ansammeln können. Außerdem ist bei einer derartigen Rohr-

anode der günstige Umstand zu verzeichnen, daß die Entladung sich gleichmäßiger über einen Teil der Oberfläche ausbreitet,

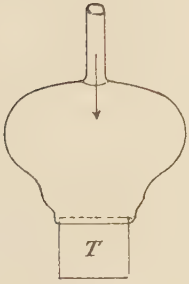

Fig. 7.

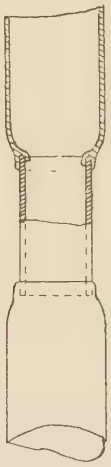

Fig. 8.

während sie sich sonst auf die Mitte des senkrecht zur Entladungsachse gelegenen Teiles der Anode konzentriert.

§ 3. Der Kryostat.

Der Kryostat, welcher es nicht nur gestattet, die Adsorptionsgefäße auf die Temperatur fester Luft abzukühlen, sondern auch für die Arbeiten mit flüssigem Wasserstoff verwendet werden soll, ist nach dem Prinzipe des Kryostaten von Kamerlingh Onnes [1]), natürlich unter Anbringung der für den speziellen Zweck nötigen Modifikationen, gebaut (Fig. 9). Er besteht aus einem weiten Messingrohr *M*, welches mit einer Lage Filz *F* und darüber mit Nickelblech *N* im Innern ausgekleidet ist. Unten ist dieses Rohr durch eine Lötung mit dem Neusilberrohr *S* verbunden, über welches die Gummikappe G_1 gespannt ist. Diese Gummikappe ist entsprechend durch eine siebartige Platte P_1 gestützt. Das Neusilberrohr ist mit Watte ausgefüllt, dann ist wieder eine siebartige Platte P_2 angeordnet,

1) H. Kamerlingh Onnes, Communications from the Phys. Lab. Leyden Nr. 94f. **12.** p. 52.

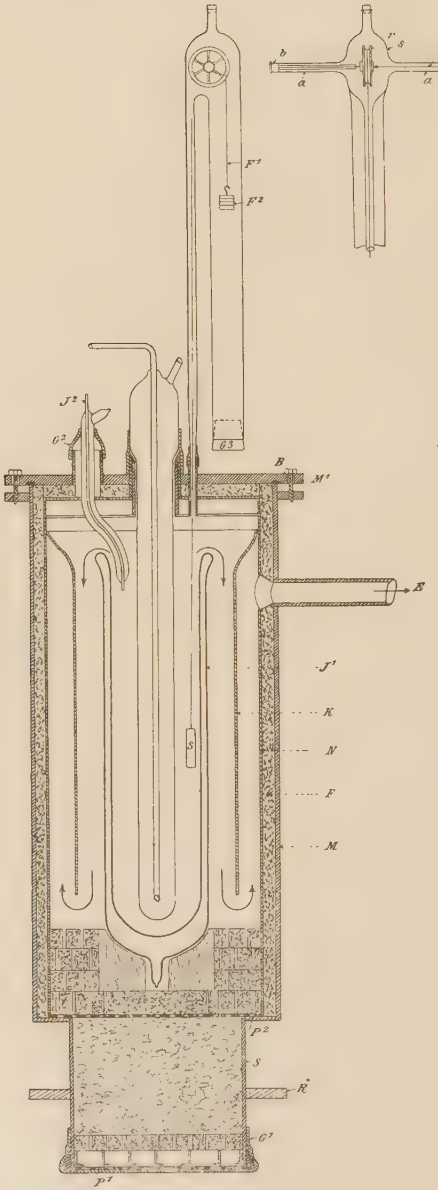

Fig. 9.

auf welcher eine Reihe Filzringe sowie ein Holzfuß befestigt sind, welcher letztere das Dewargefäß D_1 trägt. Die aus dem Dewargefäß verdampfenden Gase nehmen den durch die Pfeile angezeichneten Weg um die Kartonscheidewand K herum und gelangen durch das Rohr E in die Luftpumpe. Der Kryostat ist durch einen starken Messingdeckel M_1 verschlossen, in welchem sich die Dichtungsrille B, mit Blei ausgefüllt, befindet. Eine Reihe von Schrauben ermöglicht es, den Deckel luftdicht auf dem Rohre M zu befestigen. Das doppelwandige Rohr D_2, welches vermittelst einer Gummikappe G_2 eingeführt ist, dient zum Einfüllen der flüssigen Gase.

Der Neusilberring R ist mit Filz ausgelegt und bietet dem Adsorptionsgefäß, welches ebenfalls vermittelst einer Gummikappe eingedichtet ist, auf seinem abgeschrägten Rande festen Halt an der in Fig. 4 mit E bezeichneten Erweiterung.

Der Schwimmer S, welcher vermittelst des

Fadens F_1 und des Gewichtes F_2 es ermöglicht, den Stand der Flüssigkeit in dem Gefäß D_1 stets zu erkennen, ist in dem mit dem Gummipropfen G_3 abgeschlossenen Glasrohre, wie aus der Figur ersichtlich, angebracht. Aus der Profilansicht ersieht man, wie die Rolle r in dem Glaskörper s auf der Drahtachse d angebracht ist, welche durch die Röhren a durchgeführt und in den Messingscheiben b befestigt ist.

§ 4. Die elektrische Meßeinrichtung.

Die Elektrometerzuführung wird vermittelst der aus Fig. 10 ersichtlichen Schutzvorrichtungen hergestellt. Da die Entfernung des Elektrometers von der Stelle der Spannungsabnahme häufig variiert, ist es zweckmäßig, die Leitung so zu gestalten, daß ihre Länge bequem variiert werden kann. Zu diesem Zwecke besteht das Schutzrohr aus zwei übereinandergreifenden verschiebbar angeordneten Messingröhren R_1 und R_2, während die Leitung selbst durch das feine Rohr L_1 und den darin verschiebbaren Draht L_2 mit den Klemmschrauben K gegeben ist. Die Röhren R sind vermittelst der Gummistopfen G verschlossen, durch welche die Bernsteinisolierung B durchgeführt ist. In der Bernsteinisolierung sind nun die Leitungsverbindungen L befestigt.

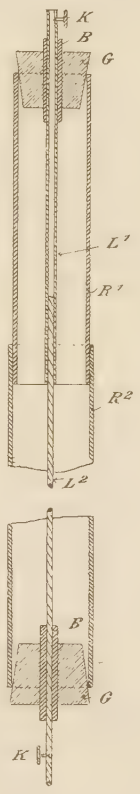

Fig. 10.

Zur Messung der Potentialdifferenz diente ein Quadrantenelektrometer in Doppelschaltung. Dasselbe war aus einem Mascart-Carpentierschen Instrumente für die großen (bis 400 Volt) Potentialdifferenzen unter Anbringung zahlreicher Änderungen umgebaut, und mit Bernsteinisolation versehen. Die bifilare Aufhängung an einem Platinfaden war durch veränderlichen Fadenabstand und veränderliche Belastung für verschiedene Empfindlichkeiten einzustellen. Die bei den großen Direktionskräften sehr wichtige Dämpfung war eine eigens konstruierte veränder-

liche Luftdämpfung, welche in allen Fällen die Aperiodizität der Schwingung zu erreichen gestattete.

Trotz der Unempfindlichkeit des Elektrometers war ein sorgfältiger elektrostatischer Schutz unvermeidlich, hauptsächlich wegen der bei hoher Spannung an den Leitungsdrähten auftretenden Büschelentladungen. Das Elektrometer, isoliert aufgestellt, mußte, da das Gehäuse auf dem Potentiale einer Sonde sich befand, ebenfalls in einen Erdschutz eingebaut werden.

Das Galvanometer war ein ebenfalls sorgfältig isoliert aufgestelltes Spiegelinstrument von Keyser & Schmidt (Empfindlichkeit 10^{-8} Amp.). Ein Vorschalt- und ein Nebenschlußwiderstand gestatteten die Messung in verschiedenen Bereichen.

Die Ablesung war bei beiden Instrumenten eine objektive, so daß auf zwei übereinander angebrachten Skalen beide Koordinaten zugleich beobachtet werden konnten.

Als Stromquelle diente mit gleichem Resultate eine Hochspannungsbatterie und eine Gleichstrommaschine. Die Widerstände waren metallisch bis 11 Megohm, von da an bis 1000 Megohm Amylalkohol–Jodkadmiumwiderstände.

§ 5. Darstellungsweise der Diagramme; Tabellen.

Der Zusammenhang zwischen Stromstärke und Potentialgefälle ist in den folgenden Diagrammen und Tabellen unter Zugrundelegung der Stromstärke und des Quadrates des Potentialgefälles mitgeteilt. Und zwar sind die Ordinaten der Diagramme die Stromstärken, deren absoluter Wert in Milliampère sich ergibt, falls man die jeweilige Ordinate mit dem Koeffizienten 0,0572 multipliziert.

Die absoluten Werte der Abszissen ergeben sich aus der nachfolgenden Tabelle, in welcher zugleich die Elektrometereichung mitgeteilt ist; diese entspricht dem Diagramme der Fig. 11.

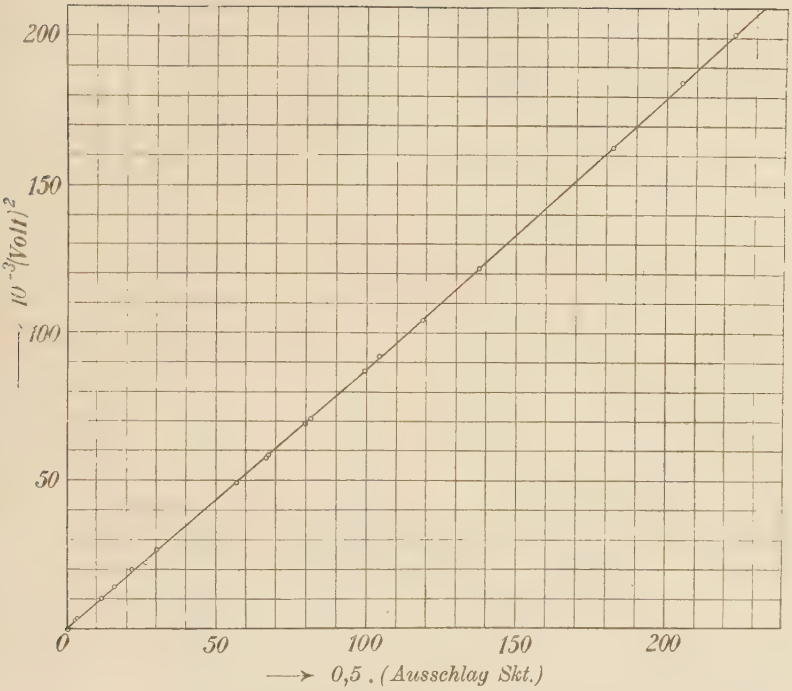

Fig. 11.

Ausschlag in Skt.	Abszisse des Diagrammes (Fig. 11)	$\frac{(Volt)^2}{1000}$	Volt
0	0	0	0
23,2	11,6	10,0	100,2
5,5	2,7	2,7	52,0
7,5	3,7	3,8	62,3
32,0	16	14,6	121,0
45,5	22,7	19,9	141
53,0	26,5	22,6	150,4
60,5	30,2	26,7	160,4
114,3	57,1	49,5	222,5
135,5	67,7	59,0	263,0

Ausschlag in Skt.	Abszisse der Diagramme (Fig. 11)	$\frac{(\text{Volt})^2}{1000}$	Volt
158,8	79,4	69,2	263,0
199,3	99,7	87,0	295,0
139,5	69,7	60,5	246,0
134	67	75,6	240,0
160,0	80	69,2	263,1
182,0	91	79,2	281,3
209,0	104,5	92,1	303,5
237,5	119,0	104,3	322,9
303,0	151,5	134,3	366,5
365,5	182,7	162,6	403,1
388,0	194,0	173,4	416,3
410,0	205,0	185,2	430,2
446,0	223,0	201,4	448,9
476,5	238,0	214,8	463,5
547	273,5	248,5	498,5

Die Tabelle gilt für alle Kurven mit Ausnahme derjenigen, welche in den drei Diagrammen I, II, III dargestellt sind; diese sind mit wesentlich größerer Empfindlichkeit des Elektrometers aufgenommen, und haben ein mehr qualitatives Interesse.

In den folgenden Tabellen sind die Resultate der Beobachtungen wiedergegeben, welche in den Diagrammen 1—21 ihre graphische Darstellung finden. Über die Diagramme ist zu bemerken, daß, um einen Vergleich zu erleichtern, die erste Kurve links auf das richtige Koordinatensystem bezogen ist, während eine jede folgende Kurve auf ein Koordinatensystem zu beziehen ist, dessen Ordinatenachse um 10 Skt. gegen diejenige der vorausgehenden Kurve verschoben ist, und zwar nach rechts. Schließlich mußte aus praktischen Gründen die Reproduktion der Kurven im Verhältnis 2 : 5 verkleinert erfolgen.

Datum	10^{-3} (Volt)^2	$0{,}0572 \cdot 10^{-3}$ Amp.	Datum	10^{-3} (Volt)^2	$0{,}0572 \cdot 10^{-3}$ Amp.
21./X.	112,5	150,7	22./X.	10,0	2,7
Diagr.	106,0	142,2		116,5	143,5
1	95,7	130,0		138,8	167,5
	82,0	113,0		75,2	100,7
	64,8	92,5		51,5	74,5
	53,7	78,0		46,6	67,5
	42,5	62,5		35,3	52,2
	32,6	49,0		23,4	34,5
	24,5	36,5		17,5	24,5
	17,5	24,7		14,0	17,7
	14,5	17,0		11,6	11,5
	11,3	11,2		8,4	0,2
	82,0	111,0		13,0	12,7
	66,5	92,5		140,1	167,5
	33,3	48,0		117,6	143,5
	10,5	6,5		52,4	73,7
	33,3	49,0		17,5	24,5
	17,5	24,7		9,8	2,5
	11,0	8,0		52,2	73,5
	10,0	4,5		17,5	23,5
	17,5	24,5		13,9	17,7
	69,9	96,5		11,3	11,5
	53,6	77,0		9,8	5,2
	13,1	11,5?		17,5	23,5
	66,8	92,5		9,8	5,2
	20,0	28,5		11,0	1,5
	16,5	22,5		7,0	0,2
	14,0	14,5		10,5	7,0
	33,0	48,5		10,9	1,5
	99,0	131,5		52,0	74,0
				100,4	125,2
22./X.	59,0	82,2		118,0	143,5
Diagr.	87,4	113,5		140,6	167,5
2	120,2	148,0		159,0	187,5
	77,5	102,2		52,6	73,7
	58,5	82,2			
	46,6	77,5	23./X.	53,0	74,2
	37,0	54,2	Diagr.	143,5	167,7
	29,5	44,5	3	119,5	143,7
	23,3	34,5		64,8	74,5
	12,5	13,2		51,0	61,7
	10,0	5,2		41,6	51,0

Datum	10^{-3} (Volt)^2	$0{,}0572 \cdot 10^{-3}$ Amp.	Datum	10^{-3} (Volt)^2	$0{,}0572 \cdot 10^{-3}$ Amp.
23./X.	28,8	36,7	24./X.	12,3	13,0
	18,4	24,0		16,0	10,2
	11,7	13,2		58,3	74,0
	8,8	5,7		143,0	164,0
	8,0	4,2		Ni	
	64,7	74,7			
	123,0	127,2	9./XI.	13,5	23,5
	153,1	154,2	Diagr. 5	20,0	36,0
	177,0	174,2		27,1	49,0
	158,2	160,0		35,0	62,0
	105,0	113,5		42,5	74,0
	75,2	87,5		51,7	85,7
	62,8	74,5		61,0	99,2
	41,2	51,0		70,0	112,5
	17,0	23,7		80,2	123,5
	9,7	10,0		91,0	136,5
	11,7	3,7		101,0	146,5
	11,7	1,7		109,2	161,0
	64,7	11,7		129,2	184,2
	27,0	74,7		90,5	136,0
	177,0	174,5		70,5	111,0
	106,0	114,2		51,5	86,0
				35,2	61,0
24./X.	123,4	143,5		20,9	36,0
Diagr. 4	110,2	127,0		15,0	23,5
	95,0	112,5		11,0	11,0
	80,7	99,7		9,8	4,7
	67,3	86,2		8,5	3,5
	54,5	74,0		8,0	1,0
	45,7	61,5		7,5	0,2
	29,0	48,5		9,8	5,5
	23,4	36,5		Pt	
	15,0	24,0			
	12,2	17,7	Diagr. 6	13,5	23,5
	3,1	11,7		19,0	36,0
	13,0	11,0		27,0	38,7
	8,5	10,5		34,5	61,5
	0,5	10,2		44,5	73,5
	34,0	48,5		52,5	86,5
	14,9	23,5		60,5	98,5
	10,8	13,0		61,5	99,2
	14,9	11,2		71,5	111,0

Datum	10^{-3} (Volt)^2	$0{,}0572 \cdot 10^{-3}$ Amp.
	Pt	
9./XI.	82,0	123,5
	103,5	148,5
	114,8	162,2
	120,5	174,0
	128,4	184,2
	13,5	23,2
	10,5	11,0
	10,0	3,5
	8,9	1,0
	8,9	0,5
	9,8	5,5
	15,7	23,5
	20,0	48,5
	45,3	73,5
	62,5	98,5
	82,0	123,5
	Al englisch	
Diagr. 7	14,0	23,5
	21,3	36,0
	27,7	48,5
	35,3	61,0
	43,5	73,5
	51,5	86,0
	59,5	98,5
	68,5	111,0
	79,8	123,5
	91,0	136,0
	101,8	148,5
	112,5	161,0
	122,0	173,5
	128,9	184,2
	36,5	61,0
	56,5	73,5
	51,5	86,0
	28,0	48,5
	16,3	23,5
	22,0	36,0
	13,5	11,0
	11,5	6,5
	9,8	1,5

Datum	10^{-3} (Volt)^2	$0{,}0572 \cdot 10^{-3}$ Amp.
	Al englisch	
9./XI.	9,0	1,0
	12,0	7,0
	Au	
Diagr. 8	17,5	23,0
	19,6	36,0
	30,0	48,0
	36,1	61,0
	44,0	73,7
	52,0	86,0
	61,5	98,5
	70,5	111,0
	80,0	123,5
	91,5	133,5
	102,5	148,5
	113,0	161,0
	123,0	173,5
	22,1	36,0
	35,5	61,0
	17,0	23,5
	15,8	11,0
	13,9	7,2
	13,0	4,7
	11,0	1,5
	17,0	23,5
	Al englisch	
10./XI.	9,8	11,0
Diagr. 9	13,5	23,5
	25,5	48,5
	42,0	73,5
	59,5	98,5
	80,4	123,5
	102,5	148,5
	130,5	148,2
	42.0	73,5
	25,5	48,5
	Al deutsch	
Diagr. 10*	80,3	123,5
	102,0	148,5
	59,5	98,5

Datum	10^{-3} (Volt)^2	$0{,}0572 \cdot 10^{-3}$ Amp.
	Al deutsch	
10./XI.	42,5	73,5
	13,0	23,5
	25,5	48,5
	11,0	11,0
	8,9	6,0
	7,5	4,0
	131,5	184,2
	8,5	3,0
	Al englisch in flüssiger Luft	
11./XI.	32,9	57,7
Diagr. 10	81,0	123,5
	62,5	98,5
	72,4	111,0
	82,8	123,5
	94,0	136,0
	117,9	161,0
	126,0	173,5
	136,7	184,2
	94,0	136,0
	72,4	111,0
	52,7	86,0
	44,0	73,5
	35,6	61,0
	28,0	48,5
	19,5	36,0
	13,5	23,5
	9,8	11,0
	8,5	6,7
	2,5	0,2
	2,0	0,0
	34,0	61,0
	60,0	98,5
	70,0	111,0
	103,8	148,5
	116,0	161,0
	126,4	173,5
	19,7	36,0
	37,6	184,0
	5,6	2,5

Datum	10^{-3} (Volt)^2	$0{,}0572 \cdot 10^{-3}$ Amp.
	Pt in flüssiger Luft	
11./XI.	135,2	184,2
Diagr. 11	12,0	23,5
	25,0	48,5
	42,5	73,5
	59,5	98,5
	80,5	123,5
	103,4	148,5
	125,7	173,5
	12,0	23,5
	8,0	11,0
	4,5	2,7
	17,5	36,0
	26,0	48,5
	34,0	61,0
	41,0	73,5
	50,4	86,0
	60,1	98,5
	12,1	23,5
	26,0	48,5
	Ni in flüssiger Luft	
Diagr. 12	135,1	184,2
	126,0	174,0
	118,0	161,0
	106,0	148,5
	82,5	123,5
	61,5	98,5
	43,5	73,5
	28,0	48,5
	12,1	23,5
	9,0	11,0
	6,5	4,7
	5,0	1,5
	Al deutsch in flüssiger Luft	
Diagr. 13	135,0	184,0
	25,9	48,5
	11,5	23,5
	9,0	11,0
	6,5	6,0
	61,0	98,5
	103,5	148,0

Datum	10^{-3} (Volt)^2	$0{,}0572 . 10^{-3}$ Amp.
	Au in flüssiger Luft	
11./XI.	135,0	184,2
Diagr.	105,5	151,0
14	61,0	98,5
	43,0	73,5
	27,0	48,5
	13,0	23,5
	9,5	11,0
	8,0	6,0
	5,5	1,0
	Al deutsch	
17./XI.	66,5	122,5
Diagr.	62,0	115,0
15	57,5	107,5
	53,2	100,0
	45,3	85,0
	39,6	77,5
	35,3	70,0
	31,0	62,5
	26,8	55,0
	20,0	42,5
	16,6	35,0
	12,5	27,5
	9,5	20,0
	5,5	12,5
	5,0	5,0
	4,5	1,2
	4,0	0,0
	67,0	122,5
	57,5	107,5
	65,0	122,0
	69,0	130,0
	In flüssiger Luft	
17./XI.	79,0	122,5
Diagr.	66,5	107,5
16	60,5	100,0
	57,0	95,0
	45,7	80,0
	42,5	75,0
	37,5	67,5
	35,5	65,0
	31,0	57,5
	26,8	50,0
	22,5	42,0
	18,5	35,0
	14,5	27,5
	11,0	20,0
	8,0	12,5
	5,5	7,0
	5,0	2,5
	79,0	122,5
	02,0	147,5
	124,0	172,5
	132,9	183,2
20./XI.	31,0	80,0
Diagr.	34,0	87,5
17	36,5	95,0
	35,2	95,0
	27,0	73,2
	22,0	57,5
	16,7	42,5
	9,0	27,5
	4,5	12,5
	3,6	2,5
	5,4	12,5
	In flüssiger Luft	
Diagr.	40,0	73,2
18	43,0	77,5
	35,4	65,0
	26,9	50,0
	23,0	42,5
	19,2	350,
	13,5	22,5
	9,5	12,5
	43,0	77,5
	76,5	122,5
	128,0	183,2
	26,5	50,0
	44,5	77,5
	78,0	122,5
	128,0	183,0

Datum	10^{-3} (Volt)^2	$0{,}0572 . 10^{-3}$ Amp.
6./XII.	126,0	145,0
Diagr.	116,0	132,5
19	103,0	120'0
	90,5	107,5
	76,0	95,0
	64,0	82,5
	53,0	70,0
	43,0	57,5
	34,0	45,0
	24,5	32,5
	16,5	20,0
	12,0	5,5
	10,5	0,0
	17,0	20,0
	33,5	45,0
	53,0	70,0
	76,0	95,0
	102,0	120,0
	152,5	170,0
	173,5	195,0
Entladungsrohr in flüssiger Luft		
7./XII.	11,3	1,7
Diagr.	13,0	8,5
20	17,5	21,0
	25,5	33,5
	34,5	46,0
	44,0	58,5
	53,5	71,0
	65,5	83,5
	77,5	96,0
	91,0	108,5
	103,8	121,0
	119,0	133,5
	131,5	146,0
	146,0	158,0
	151,5	171,0
	169,5	183,5
	183,5	196,0
	134,0	148,5
	79,9	96,0
	36,5	46,0
	14,0	1,0
Adsorptionsgefäß in fester Luft		
	104,0	121,0
	77,5	96,0
	55,0	71,0
	34,5	46,0
	17,5	21,0
	13,5	8,5
	10,5	0,5
	26,0	33,5
	65,6	83,5
	91,0	108,5
	113,0	133,5
	145,8	158,5
	Schwankend	196,0
	78,5	96,0
	162	175,5
9./XII.	19,5	33,5
Diagr.	33,0	46,0
21	119,0	146,0
	97,0	121,0
	133,0	96,0
	53,5	71,0
	33,0	46,0
	16,0	21,0
	11,5	1,0
	119,5	146,0
	159,5	171,0
	150,0	196,0

IV. Beobachtungsresultate.

§ 1. Zusammenhang zwischen dem Potentialgefälle, der Stromdichte und dem Vakuum.

Schon während der ersten Sondenmessungen, als die Methoden des Evakuierens noch nicht in dem Maße entwickelt waren, wie es im Laufe der Zeit geschehen ist, ist neben mehreren unregelmäßig und immer wieder in einer anderen Form auftretenden Erscheinungen und Gesetzmäßigkeiten *eine* durchgreifende und immer reproduzierbare festgestellt worden. Es ergab sich, daß, wenn das Entladungsgefäß nur einigermaßen richtig vorbehandelt, und das im Einleitungskapitel als Gebiet der Untersuchung gekennzeichnete Vakuum erreicht war, zwischen der Stromstärke J und dem Potentialgefälle v der Zusammenhang bestand:

$$J = \alpha v^2 + \beta, \tag{1}$$

wo α und β Konstante sind, die im allgemeinen Teile näher interpretiert werden sollen.[1])

Voraussetzung für das Bestehen dieses Gesetzes war, außer der einen, daß die geeignete Gasverdünnung erreicht war, auch noch die andere ebenfalls bereits erwähnte, daß J einen nicht allzu kleinen Wert — bei 10 mm Röhrendurchmesser etwa 1 Milliamp. — hatte. Für die darüber gelegenen Stromstärken galt dann das Gesetz so lange, bis die infolge der Belastung der Röhre erhitzten Glaswände eine merkliche Partialdichte zu der im Rohre herrschenden Gesamtdichte beisteuerten. Denn, da eine Gasdichtesteigerung eine Verringerung des Potentialgefälles für die gleiche Stromstärke bedingte, mußte die Erwärmung der Gefäßwände in diesem Gedankengange dadurch kenntlich werden, daß das α der Gleichung (1) wuchs und man kam so in eine Funktion hinein, die einem anderen Vakuum angehörte. — Von dem β, welches bei den damals behandelten Gasdichten sehr klein war, konnte in erster Linie abgesehen werden.

All das über das quadratische Gesetz Ausgesagte bleibt auch für das vermittelst der später hergestellten Hilfsmittel

1) Vgl. die beiden letzten der p. 1, Fußnote 2, angeführten Publikationen.

erreichbare höhere Vakuum bestehen. Auch hier bringt eine jede Verringerung der Gasdichte (bis zu dem weiter unten behandelten Grenzwerte) eine Verringerung des α hervor. Außerdem sind noch drei weitere gemeinsame Eigentümlichkeiten der Charakteristik vorhanden, die überall immer wieder auftreten. Deshalb seien dieselben, um unnützen Wiederholungen in der Zukunft aus dem Wege zu gehen, an dieser Stelle zusammengefaßt:

a) Falls man sich bei der Variation der Gasdichte in dem Vakuum der Untersuchungen bewegt, so ist die minimale Stromdichte, von der an eine Annäherung an die Gleichung

$$J = \alpha v^2 + \beta \tag{1}$$

erfolgt, bei größerer Gasdichte stets kleiner als bei weiter vorgeschrittenem Vakuum.

b) Das β wächst bei abnehmender Gasdichte, bleibt aber im großen ganzen klein gegen den Entladungsstrom, bei welchem meistens beobachtet wird.

c) Bei den kleinsten zur Beobachtung gelangenden Stromstärken — Stromdichten, welche weit unter der in a) genannten liegen — sind die Werte des Potentialgefälles und der Stromstärke durch kein scharf ausgeprägtes Gesetz miteinander verknüpft, was man aus den in den Diagrammen zerstreut liegenden Punkten dieses Gebietes entnimmt.

Im Gegensatze zu der streng befolgten Gesetzmäßigkeit der Gleichung (1) standen andere während der Anfangsperiode der Untersuchung bei geringeren Stromstärken auftretenden Teile der Kurven. Diese Teile waren, wie bereits aus c) geschlossen werden kann, nicht nur bei verschiedenen Apparaten recht verschieden. Selbst bei ein und derselben Röhre zeigten sie ein schwankendes Verhalten; des öfteren war nicht einmal eine richtig zusammenhängende Reihenfolge von Beobachtungen erreichbar. Die Kurve des Diagramms I stellt eine an einer Röhre aus Thüringer Glas (mit Bleieinschmelzglas gearbeitet) aufgenommene Charakteristik dar. Auf der Abszissenachse sind die Quadrate des Potentialgefälles, auf der Ordinatenachse die Stromstärken aufgetragen. Der Röhrendurchmesser betrug im Lichten 14 mm. Man sieht, daß dem streng gesetzmäßigen oberen Teile der Kurve ein für die *wachsenden* Stromstärken

anders als für die *abnehmenden* liegender Teil vorausgeht, in welchem, ähnlich wie bei der gewöhnlichen Entladung der Geisslerröhren, das Gefälle mit zunehmender Stromstärke abnimmt. Außerdem ist ein Teil bei den kleinsten beobachteten

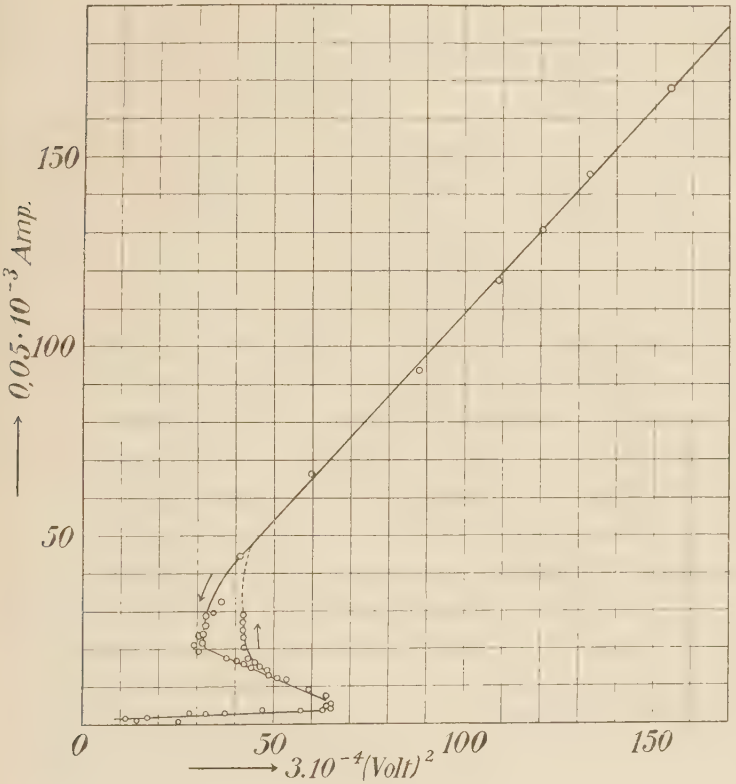

Diagramm I.

Stromstärken vorhanden, der ein relativ sehr bedeutendes Potentialgefälle aufweist. Ferner stellt das Diagramm II außer einem dem letzteren analogen Teile einen Ast dar, welcher bei der Röhre des ersten Diagramms nur andeutungsweise vorhanden war, hier aber gut ausgeprägt ist. Und zwar ist dieses ein Kurvenstück, auf dem bei geringem konstanten v^2 relativ große Stromstärken bestehen. Hingegen ist hier der Teil, welcher bei zunehmendem Strom eine Abnahme des

Potentiales aufweist, zu unstabil, um aufgenommen zu werden. Das Diagramm II entspricht einem Rohr aus Jenaer Normalglas.

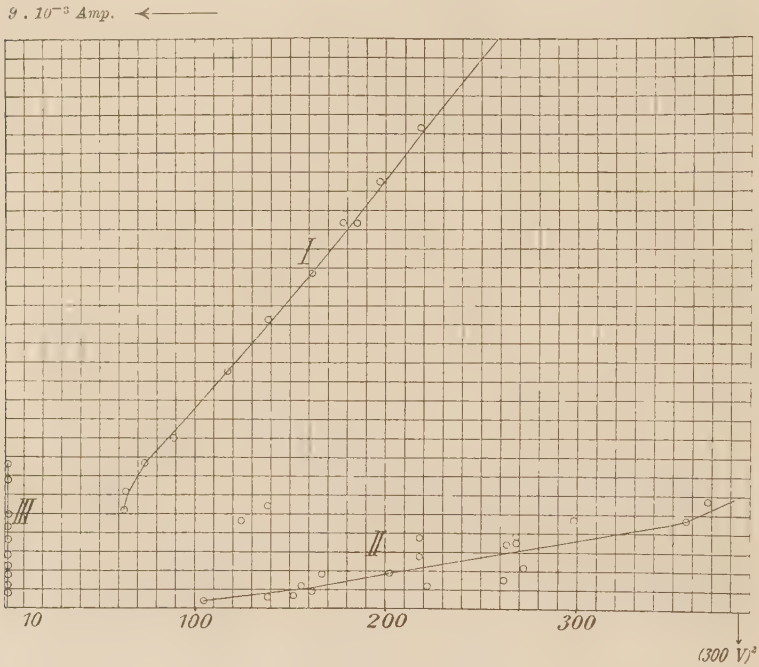

Diagramm II.

Es ergab sich im Laufe der Untersuchungen, daß die unregelmäßigeren unteren Teile der Charakteristik desto beschränkter wurden und desto weniger markant auftraten, je freier die Gefäßwände von adsorbierten Gasresten gehalten wurden. Sie können deshalb vielleicht als Übergangszustände zwischen der Entladung bei höherem Drucke und dem hier behandelten Gebiete aufgefaßt werden. Da aber durch die Unkonstanz ihrer Erscheinung das Absondern des Wesentlichen vom Unwesentlichen (Isolationsfehlern, Gaseigenheiten, Rückstandsbildungen, Unsauberkeit aller Art) große Schwierigkeiten bereitete, wurde der Plan gefaßt, zunächst eine Arbeitsweise durchzubilden, die das Vakuum nach Möglichkeit verbesserte, in der Hoffnung, eine durchweg gleichartige Gesetzmäßigkeit

der Charakteristik durch Herstellung gut definierter Bedingungen zu erzielen, und vielleicht erst auf Grund von so gewonnenen Einsichten die älteren Beobachtungen kritisch zu wiederholen.

Zu diesem Zwecke wurden von nun an die Röhren, um die Unsauberkeiten des Bleieinschmelzglases zu vermeiden, stets aus Jenaer Normalglas angefertigt. Ferner verließ ich den ursprünglichen Röhrentyp, dessen Hauptausdehnung in einer Horizontalebene lag, und stellte eine Form her, die ich im Teile III als den vertikalen Typ bezeichnet habe. Infolgedessen ist *vor allem* eine wesentlich *höhere Erhitzung* der Röhren während des Evakuierens in den angegebenen Thermostaten ermöglicht worden. Außerdem ist es leicht, ein derartiges Rohr auch auf eine *tiefe Temperatur* abzukühlen, vorausgesetzt, daß die Röhre entsprechend sorgfältig gearbeitet ist; man braucht sie zu diesem Zweck nur in ein doppelwandiges, mit einem Gemisch von Kohlensäure und Äther, mit flüssiger Luft oder ähnlichem gefülltes Gefäß hineinzubringen. Das Abkühlen der Röhrenwände ist deshalb von großer Wichtigkeit, weil man dadurch und unter Zuhilfenahme der Entladung ein Kriterium gewinnt, auf Grund dessen es sich beurteilen läßt, ein wie großer Teil der Gasdichte im Gefäß dem Dampfdrucke der an den Röhrenwänden haftenden, am Glas adsorbierten oder in demselben aufgelösten Beimengungen (Kohlenwasserstoffen usw.) entstammt; denn durch das starke Abkühlen der Röhrenwand wird der Dampfdruck dieser Stoffe bis ins Unmerkliche verringert. Ist folglich ihre Dampfdichte vergleichbar mit dem Gasdrucke in der Röhre, also mit der Summe der Gasdichten, welche im stationären Zustand von den einzelnen Gasen über der Holzkohle bei der Temperatur der flüssigen Luft geliefert werden, so muß das Potentialgefälle der Entladung für die gleiche Stromstärke größer werden, falls man das Rohr kühlt, als in dem gewöhnlichen Zustand, in welchem das Rohr frei in der Luft hängt und von dem Entladungsstrome unter Umständen stark erhitzt wird.

In der Tat ergab es sich bei dem ersten Versuche, daß die Abkühlung des Rohres auf etwa -185^0 beinahe eine Verdoppelung der Spannung zwischen den Sonden zur Folge hatte.

Daraufhin wurde der Thermostat verbessert und auf die angegebene Form gebracht. Es folgte die im Diagramm 1 voll ausgezogene Kurve, falls das Gefäß frei hing und durch die Entladung erhitzt wurde. Nach längerem Betriebe ging diese Kurve in die gestrichelte über, welche höheren Spannungen für die gleiche Stromstärke, einem höheren Vakuum entsprechend, aufweist. Am nächsten Tage wurde die Kurve des Diagramms 2 beobachtet, die einem weiter verbesserten,

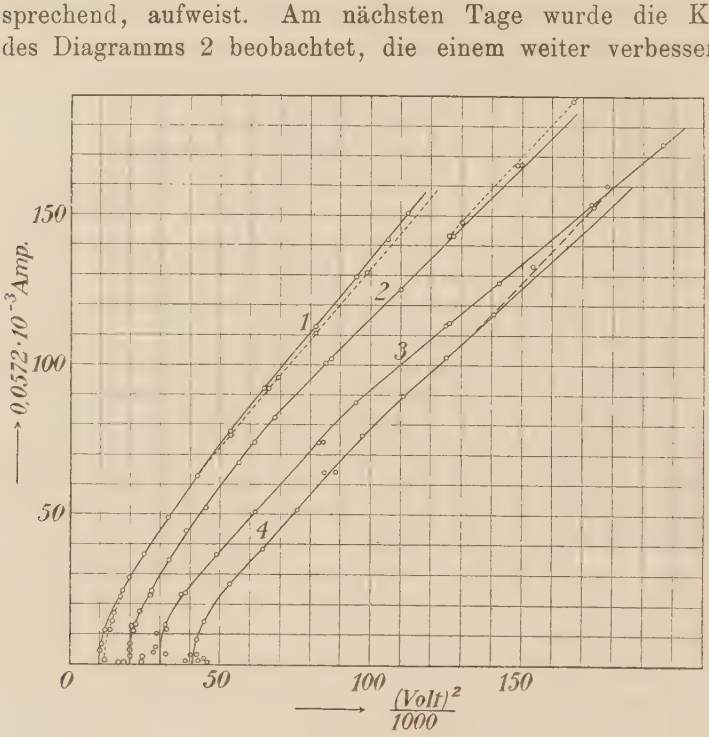

Diagramm 1—4.

durch lange Adsorption und anhaltende Entladung bedingten Vakuum entspricht. Der gestrichelte Linienzug bedeutet hier einen Teil, in welchem die hohe Belastung eine derartige Erhitzung auf etwa 250° bedingt, daß die Steigerung der Dampfdichte über den Glaswänden merklich wird.

Diagramm 3 zeigt die bei in flüssige Luft eingetauchtem Entladungsgefäß beobachtete Kurve. Sie verläuft nicht nur bei den höheren Potentialgradienten — auch ist der für eine

hohe Stromstärke nach höherem Drucke zu abweichende gestrichelte Teil des Diagramms 2 in Wegfall gekommen. Die gestrichelte Kurve gibt den Verlauf der Charakteristik unmittelbar vor dem Eintauchen des Rohres in flüssige Luft an. Man sieht, daß die verbesserte Erhitzungsweise der Röhre dem vorher erwähnten Versuche gegenüber, in welchem eine Verdoppelung des Potentialgefälles bei der Kühlung eintrat, einen ganz bedeutenden Fortschritt herbeigeführt hat.

Diagramm 4 gibt eine am nächsten Tage ohne Kühlung aufgenommene Charakteristik. Der gestrichelte Teil hat dieselbe Bedeutung wie derjenige in dem Diagramm 2, der punktierte gibt zum Vergleiche den Tags zuvor ohne Kühlung beobachteten Verlauf an; man sieht eine fortschreitende Verbesserung des Vakuums.

Wenn man die einzelnen Diagramme miteinander vergleicht, so wird man in denselben, wenn auch nicht so prägnant, wie es in den später folgenden stattfindet, Beispiele für die unter a), b) und c) ausgesprochenen Gesetzmäßigkeiten finden.

Bezüglich des Satzes a) sei nebenbei bemerkt, daß allem Anscheine nach gerade in dem unteren Teile der Kurven nicht nur der Druck, sondern auch die chemische Beschaffenheit der Gasfüllung sich bemerkbar macht, daß also der Satz a) nur im großen ganzen, wenn auch meistens sehr typisch, gilt.

Nachdem die den Diagrammen 1—4 zugrunde liegende Röhre erwiesen hatte, daß man sich sehr weitgehend von der Gasdichte über der Gefäßwand unabhängig machen kann, versuchte ich die Entgasungsmethoden möglichst noch weiter zu treiben. Da in dem ganzen unteren Teile des Rohres nur noch die Anode allein auf keiner bestimmten Temperatur gehalten werden konnte, selbst wenn das ganze Entladungsrohr in flüssiger Luft tauchte, wurde zunächst die in Fig. 7, p. 15, angegebene Platintopfanode eingeführt, die mit ihrer ganzen äußeren Oberfläche mit der Kühlflüssigkeit in Berührung bleibt. Ferner wurde die Technik des Auspumpens verbessert, indem die p. 10 beschriebene Anordnung der Pumpen und der beiden Adsorptionsgefäße getroffen wurde. Wurde nun nach dem Prinzip gearbeitet, daß möglichst bereits in den ersten Stadien des Auspumpens schon ununterbrochen ein Teil der Rohrleitung auf einer sehr viel tieferen Temperatur gehalten wurde, als die Entladungs-

röhre, so erreichte man einen Reinheitsgrad der Glaswand, bei dem der Teil $J = \alpha v^2 + \beta$ unverändert blieb, selbst bei einem großen Temperaturwechsel. Und zwar war es möglich, das erwähnte Prinzip der Herstellung des Vakuums selbst auf die Dauer von wochenlang fortgesetzten Untersuchungen beizubehalten, da die inzwischen errichtete Verflüssigungsanlage des Instituts große Mengen flüssiger Luft sehr zuverlässig lieferte. Es wurde auf diesem Wege erreicht, daß bei einem Temperaturwechsel von einer Temperatur von etwa $+200^0$, die einer belasteten Röhre ohne Kühlung an der Glaswand entsprach, bis zu etwa -185^0 im Bade flüssiger Luft die Koeffizienten der Gleichung (1) keine merkliche Änderung erfuhren. Die ersten Versuche, die mit derartig weitgehend entgasten Röhren angestellt wurden, sollen übergangen werden, da in dem späteren Material (Diagramm 5—14) genügende Beweise für die obige Behauptung mitgeteilt werden, und es soll gleich zu der Beschreibung einer weiteren Serie parallel laufender Versuche geschritten werden.

Die scheinbare Konstanz des Vakuums bei dem oben erwähnten, so beträchtlichen Temperaturintervall an den Glaswänden schien viel Sonderbares zu enthalten. Denn es ist im höchsten Grade unwahrscheinlich, daß eine Glasoberfläche dauernd so weit gasfrei erhalten werden kann, daß keine Änderung der Dampfdichte bei so großen Temperaturdifferenzen über derselben vorkommt. Zumal, da während vieler Wochen keine merkliche Nachdiffusion aus den tieferen Schichten des Glases an die Oberfläche eintritt. Ich schloß also, daß möglicherweise eine andere Ursache eine Gasdichte abgeben könnte, der gegenüber die Partialdichte über der Glaswand verschwände. So kam ich auf den Gedanken, diese überwiegende Gasdichte würde vielleicht von der Entladung an den sich merklich erwärmenden Anoden erzeugt werden.

Um diese Frage experimentell zu prüfen, wurden an einem Glaskörper von der Form eines stark abgeflachten Rotationsellipsoids fünf Platintopfanoden angeschmolzen (Fig. 11). Die mittlere erhielt keine Einlage, während die vier übrigen je einen genau hineinpassenden Topf aus 0,3 mm starkem Blech und zwar aus Nickel, Gold, deutschem Aluminium und englischem Aluminium erhielten. Die eingelegten Töpfe waren mit einem

umgelegten Rand versehen, um zu verhüten, daß Spuren der Entladung vom oberen Rand der Platintöpfe ausgehen. Die beiden Sorten Aluminium waren gewählt auf Grund der notorisch feststehenden Erfahrungen der Röntgenröhrentechnik, daß deutsches Aluminium einen größeren Gehalt an Natrium und folglich eine sehr viel stärkere Gasentwickelung (Wasserstoff[1]) unter der Einwirkung von Vakuumentladungen besitzt. Es ist gerade *diese* Eigenschaft, welche es geeigneter zur Verwendung in den Röntgenröhren macht, als das Metall englischer Herkunft.

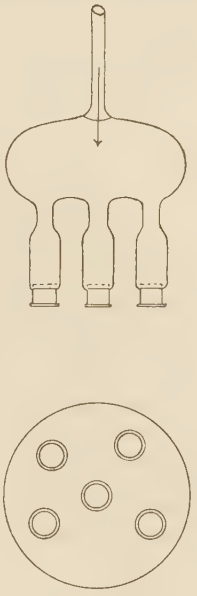

Fig. 11.

Es war also alles danach eingerichtet, die Bedingungen an den Anoden recht verschieden zu gestalten; ich erwartete denn auch eine große Verschiedenheit des Verhaltens, die desto größer hätte sein müssen, weil die einzelnen Einlagetöpfe durchaus nicht — wie beabsichtigt war — in gleich gutem Wärmekontakt mit den Platinhüllen standen. So geriet z. B. die Goldanode schon bei mäßiger Belastung ins Glühen, wenn sie durch einen Stoß etwas verschoben wurde. Hingegen war die mittlere Platinanode ohne Einlage, hatte also sehr viel günstigere Bedingungen in bezug auf die Wärmeabgabe nach außen als die übrigen Elektroden. Bereits beim Entgasen durch die Entladung verhielt sich die Röhre in einer durchaus unvorhergesehenen Weise. Es wurde systematisch, um einen Vergleich zu ermöglichen, so verfahren, daß ein bestimmter Strom, etwa 11 Milliamp., so lange von einer jeden der Anoden aus durchgeschickt wurde, bis sich ein während längerer Zeit (15 Min.) unveränderlicher Grenzwert des Potentialgefälles einstellte. Nun trat aber gegen alle Erwartung hintereinander bei einer jeden Anode der nämliche Grenzwert ein wie bei den vorausgehend entgasten, wenn auch zur Erreichung desselben ver-

1) Vgl. auch R. v. Hirsch u. F. Soddy, Phil. Mag. **14.** p. 779. 1907.

schiedene Zeiten benötigt wurden. So dauerte das Entgasen der Platin-, Aluminium- englischer Herkunft, Nickel- und Goldanoden je 40—100 Min., während die aus deutschem Aluminium angefertigte Anode über 3 Stunden bis zum Erreichen des Grenzwertes benötigte. Es ist von Interesse, daß, wenn nach dem ersten Entgasen die Röhre 24 Stunden lang ohne Entladung verblieb, bei einem neuen Einschalten nicht sofort der Grenzwert eintrat, sondern daß wieder eine, wenn auch bedeutend kürzere Zeit nötig war, um den Grenzwert zu erreichen. Dieses wiederholt sich an mehreren Tagen, die Entgasungszeiten werden aber immer kürzer, bis schließlich ein Stadium erreicht wird, in welchem keine Nachdiffusion der Gase aus den tieferen Schichten des Metalles an die Oberfläche (denn so muß man wohl dieses Verhalten auffassen) stattfand.

Die Einstellung des nämlichen Grenzwertes des Potentialgefälles bei einer jeden der Anoden ist aus zwei Gründen bemerkenswert. *Erstens* ist das vom Metall abgegebene Gas zum Teil Wasserstoff. Nun wird Wasserstoff, da er bei -185^{0} weit von seiner kritischen Temperatur entfernt ist, von der Holzkohle bekanntlich wenig adsorbiert — und bei den bedeutenden Mengen des entstehenden Gases ist es auffällig, daß die *zuerst* entgaste Anode zu demselben Endwerte des Gefälles führt, wie die *zuletzt* entgaste. Man muß unwillkürlich an die Möglichkeit denken, daß der Wasserstoff sich mit dem bis zu einem konstanten Partialdrucke im stationären Gleichgewicht über der Holzkohle befindlichen Sauerstoff (und ähnlich vielleicht auch Kohlenoxyd und Kohlewasserstoffe) zu einer sehr leicht kondensierbaren Verbindung (also zu Wasser und Kohlendioxyd etwa) unter dem Einfluß der Entladung verbindet. Diese Verbindungen würden dann merklich quantitativ von der Holzkohle aufgenommen werden.

Zweitens ist aber die Einstellung dieses nämlichen Grenzwertes unabhängig vom Anodenmaterial auch noch deshalb auffällig, weil, wenn man diesen Grenzwert als Maß des Vakuums annehmen würde, dieses besagen müßte: Das stationäre Gleichgewicht zwischen der Gasabgabe von der Anode einerseits und der Gasaufnahme durch die Holzkohle andererseits führt zu demselben Grenzwert unabhängig von der Beschaffen-

heit der Elektroden. Beachtet man nun, wie aufdringlich sich bei der Konstruktion von Vakuumröhren (auch Röntgenröhren) sonst in der Gasabgabe die geringste Änderung des Materials bemerkbar macht, so wird man diesem letzten Schlusse irgendwie aus dem Wege zu gehen suchen, besonders angesichts der beträchtlichen, in meinen Versuchen an den Elektroden freiwerdenden Energiemengen. Man wird zunächst an die Möglichkeit denken, daß die von den Glaswänden abgegebene

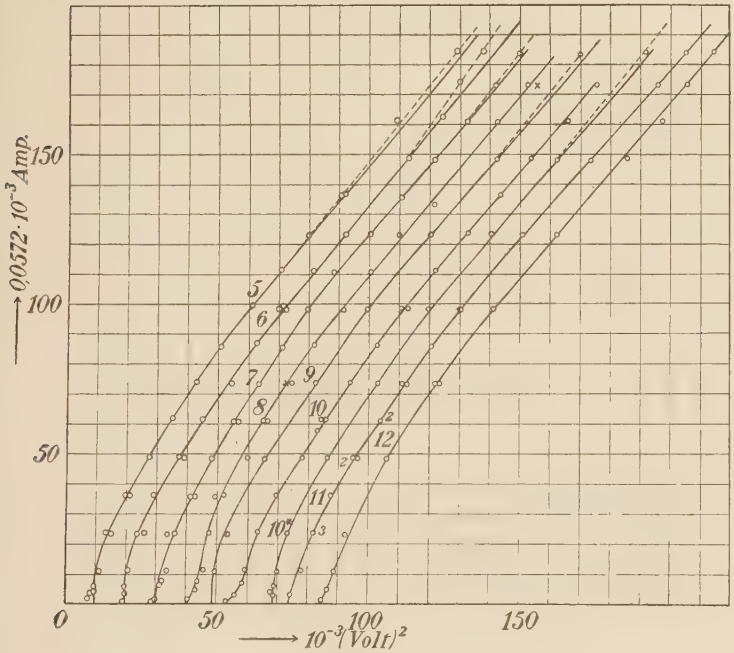

Diagramm 5—12.

Dampfdichte groß ist im Verhältnis zu der von den Anoden abgegebenen. Nun folgt aber an Hand der Diagramme, daß die Dampfdichte über den Glaswänden sich überhaupt nicht bemerkbar macht. Die Diagramme 5, 6, 7 und 8 zeigen die am 10. November 1909 aufgenommenen Charakteristiken unter der Benutzung bzw. der Nickel-, Platin-, Aluminium- englisch und Goldanode. Man sieht, daß diese Kurven in dem Teile $J = \alpha v^2 + \beta$ in bezug auf das α, also auf die Neigung der

Kurve genau übereinstimmen. Bei dem zuletzt aufgenommenen Diagramm 8 ist infolge des langen vorausgehenden Betriebes die Dampfdichte über der Glaswand so weitgehend reduziert, daß sie bei hoher Belastung immer noch denselben Konstanten α und β gehorcht, während die vorausgehenden Diagramme an derselben Stelle Abweichungen im Sinne des steigenden Druckes enthaltnn. Soweit die Unterschiede von β nicht in den weiter unten gekennzeichneten (p. 52) Fehlergrenzen liegen, kann aus ihnen und ganz besonders aus dem Verlauf der Kurven bei kleineren Stromstärken (vgl. a) und b), p. 28) geschlossen werden, daß trotz der Übereinstimmung bei großen Stromstärken das Vakuum nicht bei allen Versuchen gleich war, so z. B. bei dem englischen Aluminium am besten. — Am nächsten Tage erfolgte die Wiederholung der Bestimmung an der letztgenannten Anode (Diagramm 9) und die Entgasung und Aufnahme der ebenfalls übereinstimmenden Charakteristik $J = \alpha v^2 + \beta$ der Anode aus deutschem Aluminium (Diagramm 10*).

Am darauf folgenden Tage erfolgte die Untersuchung des Rohres in dem Bade flüssiger Luft. An den sorgfältiger bestimmten Kurven 10 und 11, sowie den durch wenige dicht gehäufte Messungen gegebenen 12, 13 und 14 sieht man, daß eine Übereinstimmung nicht nur untereinander, sondern auch mit den Kurven 5—9 in dem gradlinigen Teile vollkommen vorhanden ist, und nur in dem geringerer Stromstärke entsprechenden Teile könnte man mit Hilfe des Satzes a) (p. 28) eine Verbesserung des Vakuums gegen den Betrieb ohne Kühlung in einigen Fällen eben noch erkennen. Daraus ergibt sich, daß es nicht die Dampfdichte über der Glaswand war, die über die Gasabgabe der Anoden überwiegend die Messungen konstant machen konnte. Folglich bleibt, falls man die objektive Gleichheit des Verhaltens der Anoden in Frage stellen wollte, nur noch die letzte Möglichkeit, daß die in der Holzkohle adsorbierten Gase eine Summe von Gasdichten ergeben, welche groß ist im Vergleiche mit den Gasdichten anderen Ursprungs.

Es war demnach an der Zeit zu untersuchen, ob eine Erniedrigung der Temperatur der Holzkohle einen merklichen Anstieg des Potentialgefälles verursachen würde.

Da die Wasserstoffverflüssigungsanlage des Instituts zur-

zeit erweitert und umgebaut wird, mußte ich mich vorläufig damit begnügen, das Adsorptionsgefäß auf die Temperatur der festen Luft zu bringen. Zu diesem Zwecke wurde, nach nicht ganz einwandfreien Versuchen mit der zuletzt beschriebenen Röhre, auf die ich weiter zurückkommen werde, ein Rohr der gewöhnlichen Form, jedoch mit einer Zylinderanode (vgl. Fig. 8, p. 15) versehen, besonders sorgfältig tagelang evakuiert, so,

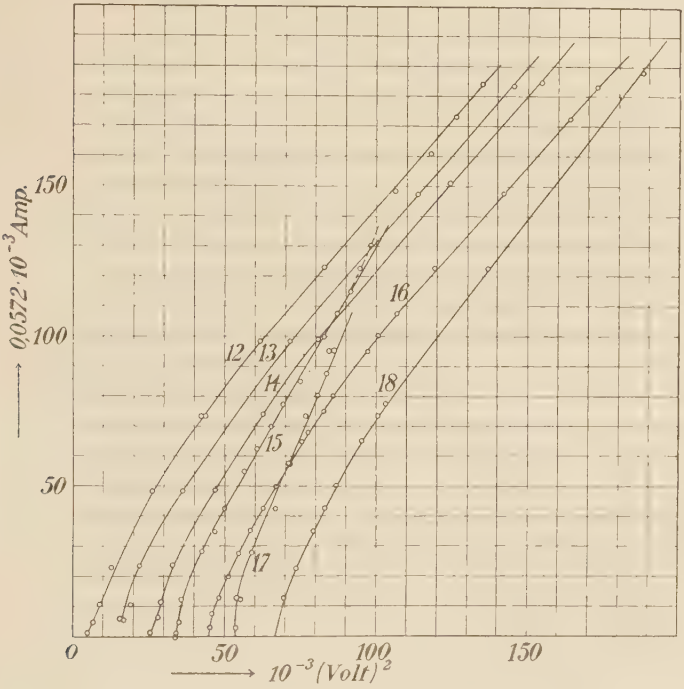

Diagramm 12—18.

daß seine Charakteristik im Bade flüssiger Luft von der ohne Kühlung nicht unterscheidbar war. Dann wurde die flüssige Luft um das Adsorptionsgefäß herum je vier Stunden lang in einem Vakuum von 10 mm Quecksilber verdampfen gelassen, zuerst bei freistehendem, dann bei durch flüssige Luft gekühltem Rohre. Das Ergebnis war, daß nicht die geringste Änderung wahrgenommen werden konnte, auch dann nicht, wenn das Entladungsrohr stundenlang bei starker Belastung während

des Versuches mit fester Luft betrieben wurde, so daß eine weitergehende Befreiung der Wände der Entladungsbahn von adsorbierten Gasen begünstigt war. Diagramm 19 zeigt die Charakteristik für das Adsorptionsgefäß in flüssiger Luft (— 185° etwa), während das Entladungsrohr ungekühlt war. Diagramm 20 zeigt die Charakteristik desselben Rohres, durch Kreise bezeichnet, wo das Entladungsrohr sowohl wie das

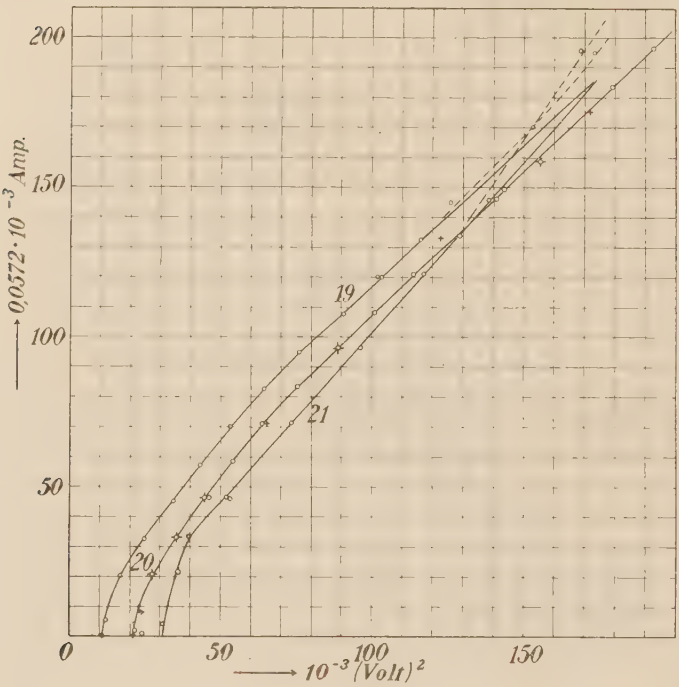

Diagramm 19—21.

Adsorptionsgefäß auf — 185° gekühlt sind, und dann, durch Kreuze bezeichnet, die Kurve, während deren Verlauf das Adsorptionsgefäß in fester Luft (— 220° etwa, da bei dem geringen Drucke von 8—10 mm auch der Sauerstoff nahe daran ist, fest zu werden) und das Entladungsrohr wieder in flüssiger Luft untergebracht waren. Die meisten Punkte fallen zusammen, da, wie auch sonst, beim Aufnehmen der Funktion auf bestimmte Stromstärken eingestellt und der Elektrometer-

ausschlag abgelesen wird. Ein Unterschied ist auch hier nicht ersichtlich. Da aber eine Erniedrigung der Temperatur um etwa 35° bei den tiefen Temperaturen unzweifelhaft[1]) die Adsorption an der Holzkohle sehr beträchtlich erhöhen muß, so folgt, daß auch die Erniedrigung der Gasdichte keinen Einfluß auf die Stromleitung bei dem untersuchten Stromstärkengebiet und hochgradigen Vakuum ausübt.

Denn aus den vorausgegangenen Versuchen hatte es sich ergeben, daß die anderen vorhandenen Ursachen keine merkliche Gasdichte mehr liefern. Außerdem werden auch diese früheren Versuche in einer aus bereits dargetanen Gründen viel befriedigenderen Weise dadurch erklärt, daß nicht die Gasdichte selber durch Änderung der Temperatur des Entladungsgefäßes und des Materials der Anode merklich unverändert bleibt, sondern daß *von einer bestimmten Maximaldichte des Gases ab in dem untersuchten Gebiete die Entladungsvorgänge von der Gasdichte unabhängig sind.* Der Maximaldichte des Gases entsprechen nun Grenzwerte der Konstanten α und β. Ob diese auch weiter bei beliebig zunehmender Gasverdünnung unbegrenzt unveränderlich bleiben, ob sie andererseits mit der chemischen Natur des Gasrestes variieren, darüber kann aus dem vorliegenden Material nicht geurteilt werden; einige Versuche scheinen die zweite Frage zu bejahen. Da es aber wegen der später zu entwickelnden Auffassung der Vorgänge (p. 62—63) zu erwarten ist, daß bei einem Gemische von Gasen sich immer diejenigen Grenzwerte der Konstanten einstellen werden, welche dem besonderen Bestandteile des Gemisches eigen sind, der für sich allein das größte α geben würde, so sind in dieser Richtung anzustellende Untersuchungen doppelt schwer auszuführen und nur auf Grund eines außerordentlich umfassenden Materiales sicher zu stellen. Denn es scheint wegen der p. 36 erwähnten wahrscheinlichen Oxydation aller Gasreste nicht leicht zu sein, in einem stationären Zustand ein beliebiges, aber streng definiertes Gas der Entladung auszusetzen.

1) J. W. McBain, Phil. Mag. 1909, p. 108, 930, findet, daß die Adsorption des Wasserstoffs einen sehr großen Temperaturkoeffizienten hat; schon die Temperaturunterschiede flüssiger Luft verschiedener Zusammensetzung bedingen starke Änderungen.

Möglicherweise könnte daran gedacht werden, daß die dauernde Gasabgabe von der Oxydkathode bedeutend genug ist, um all die anderen oben behandelten Faktoren in bezug auf die Beeinflussung der Gasdichte vollkommen in den Hintergrund zu drängen. Jedoch schon die alltägliche Erfahrung widerlegt diesen Gedanken, denn dann müßte der Grenzwert des Potentialgefälles offenbar notwendigerweise mit der Beschaffenheit dieser Kathode sehr stark variieren. Nun ist es aber erfahrungsgemäß nicht nur gänzlich gleichgültig, ob die Kathode sehr stark oder schwächer geglüht wird während der Entladung, vorausgesetzt natürlich, daß ihre Temperatur hoch genug ist, um ein richtiges Funktionieren zu gewährleisten; es ist auch auf das Potentialgefälle ohne Einfluß, ob es in den ersten Stunden des Betriebes oder nach etwa 60stündigem Glühen der Kathode gemessen wird. Und man wird doch mit Recht annehmen, daß die Gasabgabe in den Fällen, wo die Kathode kurz vor dem Schluß ihrer Lebensdauer steht, wesentlich anders geartet sein muß, als diejenige von einer relativ frischen Kathode. Denn zunächst ist zu beachten, daß an der Stelle, welche gegen Schluß der Lebensdauer der Oxydkathode „durchglüht", also an der Stelle, an welcher sich der Riß ausbildet, eine sehr viel (vielleicht um mehrere 100°) höhere Temperatur herrscht, als an den übrigen Stellen, daß aber selbst diese über jedes Maß des Zulässigen gesteigerte Erhitzung zu keiner Änderung der Entladungscharakteristik führt.

Außerdem ist zu erwägen, daß bei einer konstanten Temperatur, also für das eventuelle Bestehen eines konstanten Partialdruckes über dem geglühten Blech das dynamische Gleichgewicht zwischen Gasabgabe und -aufnahme an der Holzkohle sich wesentlich verschieben müßte, je nachdem die Kathode frisch oder auch viele Stunden im Betriebe ist, da die Geschwindigkeit, mit welcher die Gase abgegeben werden, im Laufe der Zeit abnehmen müßte.

Ist schon die Gasabgabe von der nämlichen Kathode als im Laufe der Zeit wechselnd anzunehmen, so ist sie bei verschiedenen Kathoden, da doch ihre Beschaffenheit von Fall zu Fall sehr merklich wechselt, erst recht verschieden zu erwarten. Trotzdem kann, wenn in eine neue Röhre eine neue Kathode eingesetzt wird, an dem Grenzwerte des Potentialgefälles keine

Änderung beobachtet werden. Und selbst bei *verschiedenen Entladungsröhren* kommt man, wenn man auf Grund der weiter unten mitgeteilten Gesetze die Anderung der Charakteristik mit den geometrischen Verhältnissen der Röhre beachtet, *genau auf den gleichen Grenzwert.*[1]) So ist das Verhalten der Kathode eher ein sehr wichtiger Grund, die Existenz eines Maximalwertes der Gasdichte, von dem ab das Potentialgefälle unverändert bleibt, anzunehmen, als diese Annahme zu widerlegen.

Schließlich müßte aber, wenn man die Temperatur der Adsorptionssubstanz merklich erniedrigt, sich zwischen der Gasabgabe an der Kathode einerseits und der Gasaufnahme an der Holzkohle andererseits ein wesentlich anderes dynamisches Gleichgewicht der Gasdichte einstellen. Aber auch das ändert, wie man gesehen hat, an der Charakteristik gar nichts.

In einem loseren, wenn auch ebenfalls noch nahen Zusammenhange mit dem Gegenstand der obigen Auseinandersetzungen stehen die Diagramme 15, 16, 17, 18 sowie 21. Die ersten vier Diagramme sind an der Röhre mit fünf Anoden im Anschluß an die bereits beschriebenen Versuche aufgenommen, nachdem absichtlich gegen das p. 9 erwähnte Prinzip des Erhaltens des Vakuums: — Es soll immer ein Teil der Rohrleitung auf einer wesentlich tieferen Temperatur als die Entladungsröhre gehalten werden — verstoßen wurde. Und zwar ist das so getan worden, daß das Adsorptionsgefäß eine Zeitlang, etwa eine Stunde, auf Zimmertemperatur gebracht wurde. Man sieht aus der hernach aufgenommenen Kurve 15, wenn man sie mit den Diagrammen 5—14 vergleicht, daß sofort eine bedeutende Verunreinigung der Glaswände entstand. Kurve 16, bei der daraufhin das Entladungsrohr in flüsssiger Luft gekühlt wurde, zeigt, daß diese Abkühlung die Einwirkung der Unsauberkeiten wieder gänzlich zurückdrängt und der Charakteristik genau wieder den Zusammenhang beilegt, der beim sauberen Rohre ohne Kühlung besteht. Zugleich bieten die Kurven 15 und 16 sehr deutliche Beispiele für die Sätze a) und b), p. 28.

1) So gehen die Grenzdiagramme, welche an drei verschiedenen Röhren aufgenommen sind, in dem gradlinigen Teile glatt ineinander über, wenn man die unvermeidlichen Variationen des Sondenabstandes (28—32 mm) und des Durchmessers (9—10 mm) berücksichtigt.

Nebenbei sei bemerkt, daß bei Kurve 15 schon bei mäßiger Belastung, bei welcher die Glaswände sonst keine Spur des Natriumspektrums gaben, die Emission einer im einfachen Spektroskop mit den Natrium *D*-Linien koinzidierenden Linie in außerordentlich starker Intensität beobachtet wurde. Da eine derartige Spektralerscheinung bei sauberen Röhren, also bei geringerer Gasdichte, selbst unter viel stärkerer Belastung nicht entsteht, und sie wohl auf Bildung diffuser Kanalstrahlen zurückzuführen ist, kann diese Beobachtung möglicherweise einen prinzipiell wichtigen Einblick in die Bildungsfähigkeit von Kanalstrahlen gewähren. Da nämlich gleichzeitig mit dem Auftreten der *D*-Linie und der Verunreinigung der Röhre ein intensives Kohlewasserstoffspektrum auftritt, liegt es nahe, diese beiden Erscheinungen in einen ursächlichen Zusammenhang miteinander zu bringen. Dieses dürfte eine der von J. J. Thomson[1]) beobachteten verwandte Tatsache sein, daß im hohen Vakuum die Kanalstrahlen stets ein dem Wasserstoffe entsprechendes Verhältnis von Ladung zu Masse besitzen. Die Erklärung der Versuche von Thomson auf diesem Wege scheint um so näher zu liegen, als in seinen Versuchen überhaupt keine hinreichenden Maßregeln zur Beseitigung des Partialdruckes von Kohlewasserstoffen über den Glaswänden getroffen waren.

Diagramm 17 entstand durch eine weitere, länger andauernde Erwärmung der Wände des Adsorptionsgefäßes auf Zimmertemperatur. Man erkennt eine weitere Verschlechterung des Vakuums gegen die Kurve 14. Die Kurve 18 entspricht der hernach in flüssiger Luft gekühlten Röhre. Das Vakuum ist nunmehr so schlecht definiert, daß selbst diese starke Kühlung nicht mehr ganz auf den alten Grenzwert des Gefälles zurückführt. Gleichzeitig ist ein — wegen der Unsauberkeit und daher rührender merklichen Dampfdichte über den Glaswänden allerdings nicht beweiskräftiger, und deshalb nicht wiedergegebener — Vorversuch der Kühlung des Adsorptionsgefäßes durch feste Luft ausgeführt worden, der nicht merklich von der Kurve 18 abwich.

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. **13**. p. 561. 1907; **16**. p. 657. 1908; **18**. p. 821. 1909 — Vgl. auch eine mit meiner obigen verwandte Deutung der Thomsonschen Versuche durch W. Wien, Phil. Mag. p. 212. 1907.

Auch liefern 17 und 18 Beispiele für die Gesetze a) und b), p. 28. Diagramm 21 entsteht in der Röhre der Diagramme 19 und 20 durch einen ähnlichen Umstand wie 15 und 17 in der Röhre mit fünf Anoden; auch in dem Vergleiche von 21 mit 19 und 20 findet man Beispiele für die Sätze a) und b).

Um auch das Gesetz des unteren Teiles der Charakteristik aufzustellen, also des Teiles, welcher von $J = 0$ bis zum Gültigkeitsbereiche der Formel $J = \alpha v^2 + \beta$ sich erstreckt, mag die Kurve des Diagramms 20 wie folgt benutzt werden. Es werde eine Parallelverschiebung längs der Abszissenachse ausgeführt, so, daß die Kurve durch den Koordinatenursprung geht. Dies geschieht, wenn man v^2 ersetzt durch $(v^2 - 11)$. Nunmehr sollen die Logarithmen sowohl von $(v^2 - 11)$, als auch von J für die ganze Kurve aufgesucht werden. Subtrahiert man, einer bequemeren Darstellung wegen, in der folgenden Tabelle 0,70 von dem $\log J$, führt also $\log J - 0{,}70$ ein und multipliziert sowohl diese Größe wie auch $\log(v^2 - 11)$ mit 100, so ergibt sich das Folgende:

I	II	III	IV
1	5	0	0
2,5	10	40	30
4,5	15	65	47
6,8	20	83	60
9,5	25	98	70
12,6	30	110	78
17,2	35	124	84
19,7	40	129	90
23,7	45	137	95
26,8	50	143	100
34,8	60	154	108
42,9	70	163	114
51,9	80	171	120
62,0	90	179	125
72,0	100	186	130
92,5	120	197	138
114,0	140	206	145
135,0	160	213	150
156,0	180	219	155
176,5	200	225	160

Kolonne I enthält die Größe $10^{-3}(\text{Volt})^2 - 11$,
„ II „ „ „ $0{,}0572 . 10^{-3}$ Amp.,
„ III „ „ „ $10^2 [\log_{10}(v^2 - 11)]$,
„ IV „ „ „ $10^2 [\log_{10}(0{,}0572 . 10^{-3}\,\text{Amp.}) - 0{,}70]$.

Diagramm 20a enthält die graphische Darstellung der Werte der Kolonnen III und IV. Die Punkte vom Koordinatenursprung bis zu dem mit einem Pfeile bezeichneten Knicke liegen unzweifelhaft auf einer Geraden, welche dem gekrümmten Teile des Diagramms 20 entspricht. Die Gleichung dieser Ge-

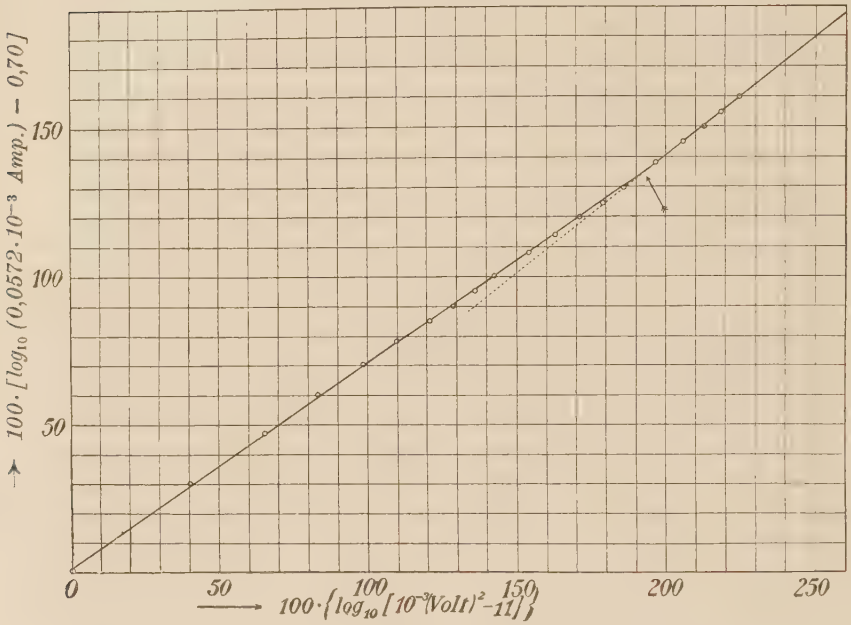

Diagramm 20a.

raden ist, falls man die Tangente ihres Neigungswinkels gegen die Abszissenachse in erste Annäherung $= {}^3/_4$ annimmt:

$$\log J - 0{,}70 = \tfrac{3}{4}\log(v^2 - 11),$$

also ist

$$J = 10^{0{,}70}(v^2 - 11)^{3/4}.$$

Der Teil der Kurve oberhalb des mit Hilfe eines Pfeiles bezeichneten Knickes entspricht dem geraden Teile der Kurve des Diagramms 20, $J = \alpha v^2 + \beta$, und ist folglich ebenfalls eine Gerade. Bei oberflächlicher Betrachtung könnte man den Eindruck gewinnen, als ob dieser Teil durch zu wenige Punkte festgelegt worden wäre. In Wirklichkeit übertrifft die Genauigkeit

seiner Bestimmung bei weitem die in der Darstellungsweise des Diagramms 20a reproduzierbare Genauigkeit, da bereits die Kurve der Numeri der Koordinaten eine scharfe Gerade ist.

Der erwähnte Knick besitzt also unzweifelhaft eine reelle Bedeutung und zwar die, daß in seiner Umgebung der Exponent des Potentialgefälles in der Charakteristik um etwa 25% seines Anfangswertes zunimmt.

Genauer formuliert: *die Charakteristik besteht aus zwei Teilen. In dem ersten Teil wächst das Potentialgefälle wie* $J^{2/3}$, *in dem zweiten wie* $J^{1/2}$. *In beiden Teilen ist der Zusammenhang zwischen J und v einfach durch eine Potenzerhebung hergestellt.*

An dieser Stelle ist noch eine Bemerkung am Platze über einige scheinbar nur durch wenige Punkte festgelegten Diagramme, sowie über die allgemeine Genauigkeit der Messungen. In der technischen Sachlage ist es begründet, daß man im allgemeinen möglichst schnell zu arbeiten bestrebt ist. Denn, falls geplant ist, an einem Apparat eine große Reihe zusammenhängend sein sollender Messungen auszuführen, wird man damit rechnen müssen, daß die Lebensdauer einer Röhre, besonders aber diejenige der Kathode, eine beschränkte ist. Und nicht unbedeutend fällt der Umstand in die Wagschale, daß ein jeder neue Apparat nicht nur Kosten, sondern auch viel Mühe und Zeitverlust beim Auspumpen und Fertigstellen für die Messung verursacht. Man wird also notgedrungen eine Arbeitsweise wählen müssen, die in erster Linie möglichst rasch zum Ziele führt. Als eine solche ergibt sich von selbst die Einstellung auf bestimmte Stromstärken und Beobachtung des hinzugehörenden Elektrometerausschlages. Es ist für die ohnehin durch die ganze Apparatur stark in Anspruch genommene Aufmerksamkeit des Beobachters eine Entlastung, auf immer dieselben wenigen und markierten Punkte häufig einzustellen, als viele kontinuierliche hintereinander liegende Beobachtungen zu machen, besonders da man auf diesem Wege etwaige Störungen sofort bemerkt und sie beseitigen kann. Deshalb sind die mit wenig zahlreichen Punkten festgelegten Kurven wenigstens für die vorläufigen Zwecke nicht von geringerem Werte, als einzelne kontinuierlicher aufgenommenen.

Was die Genauigkeit der Messung anlangt, so ist sie, wie die Diagramme beweisen, meistens eine sehr befriedigende, zumal, wenn man beachtet, daß eine jede Störung im äußeren Stromkreise (besonders im Laufe der Hochspannungsmaschinen) prozentual die *erste Potenz* der Klemmenspannung der Röhre beeinflußt, daß aber *das Quadrat* des Potentialgefälles zur Messung und Darstellung gelangt. Es ist aus einigen Kurven erkenntlich, daß man die Genauigkeit — was, wie gesagt, vorläufig keine Verwendung finden würde — im Bedarfsfalle gleichmäßig und sehr beträchtlich steigern könnte. Denn an und für sich ist die Konstanz der Erscheinungen eine überaus große. Man müßte dann allerdings den eigentlichen Beobachter von der Überwachung des Versuchsbetriebes entlasten, und besonders dafür sorgen, daß der Antrieb der Hochspannungsmaschinen immer von der Institutsbatterie während der Messung erfolgt. In der Regel dauern nämlich die Messungen zu lange, um mit der Kapazität der Institutsbatterie auskommen zu können. So arbeitet man meistens mit der Stadtleitung, wodurch natürlich die Genauigkeit der Messungen verringert wird, lieber, als daß man die Aufmerksamkeit noch durch ein öfteres Umschalten des die Maschinen treibenden Stromes belastet.

§ 2. Beeinflussung des Potentialgefälles durch die geometrischen Verhältnisse; Spektralbeobachtungen.

Längs der Entladungsröhren ist das Potentialgefälle wie folgt verteilt. An der Oxydkathode beträgt es wenige Volt je nach dem Zustande der Kathode; durch das Erhöhen des Vakuums gegen das im allgemeinen mit Luftpumpen erreichbare ist hier eine Änderung nicht zu verzeichnen. Der Beweis ist, wie leicht denkbar, durch das Anbringen einer Sonde in der Nähe der Kathode geführt worden.

Längs der Achse der Entladungssäule ist das Potentialgefälle im Geltungsbereiche des Gesetzes $J = \alpha v^2 + \beta$ *linear* verteilt. Und zwar nimmt es bei höherer Gasdichte, also am Anfang des Untersuchungsgebietes in der Richtung von der Kathode nach der Anode zu und erreicht dann sehr bald bei einem einigermaßen besseren Vakuum eine lineare Verteilung — natürlich konstanten Querschnitt vorausgesetzt. Der Be-

weis läßt sich einfach durch eine Reihe hintereinander angebrachter Sonden führen. Durch diese Tatsache erscheint es *gerechtfertigt* — was von vornherein durchaus nicht einleuchtet — von der *Existenz einer „positiven Lichtsäule" in dem extremen Vakuum zu sprechen.*

An der Anode ist, wenigstens solange dieselbe hinreichend ausgedehnt ist, ein besonders gegen sonst bemerkenswerter Abfall nicht vorhanden.

Quer zur Achse ist die Bestimmung der Verteilung des Potentialgefälles mit den angewandten Methoden nicht ausführbar. Benutzt man jedoch die Röhre mit dem totalreflektierenden Prisma (vgl. Fig. 6, p. 13), so sieht man, solange der Grenzwert des Vakuums, von dem an die Charakteristik keine weitere Änderung erfährt, nicht unterschritten ist, einen scharfbegrenzten Faden in der Achse der Röhre verlaufen, der das O-Kathodenstrahlen-Bandenspektrum, neben Kohlewasserstoffbanden vielleicht auch das H-Spektrum emittiert. Man wäre geneigt, auf Grund dieses Aussehens zu vermuten, daß bei weitem die größte Stromdichte in der nächsten Umgebung der Achse verläuft.

Wird nun aber das Vakuum weiter verbessert, so schrumpft der Faden immer mehr zusammen, bis er schließlich verschwindet — und mit ihm auch jede Spur eines diskontinuierlichen Spektrums; wenigstens soweit ein einfaches Spektroskop es sichtbar zu machen gestattet, da mit lichtstarken Apparaten bisher noch nicht gearbeitet wurde. Es bleibt dann nur eine im Querschnitt kontinuierlich verteilte Lumineszenz übrig, die auch ein merklich kontinuierliches Spektrum liefert. Diese Tatsache sowie das unten abzuleitende Gesetz, daß die Charakteristik eindeutig durch die Stromdichte gegeben und sonst unabhängig von den Rohrdimensionen ist (vgl. p. 55), spricht gegen die Annahme einer Kontraktion des Stromquerschnittes. Es scheint im Gegenteil der innere diskontinuierlich leuchtende Faden eher ein den Striktionskanalstrahlen verwandtes Gebilde zu sein, welches auch mit der auffälligen Emission des *D*-Lichtes (p. 44) zusammenhängt und dann bei sehr tiefem Vakuum, in dem offenbar die Existenzmöglichkeit von Kanalstrahlen stark zurückgeht, verschwindet.

Die Abhängigkeit des Potentialgefälles vom Querschnitte

der Strombahn bei gleicher Stromstärke, also von der Stromdichte, wurde mit dem Apparat horizontaler Bauart (Fig. 12) ermittelt. Es kamen drei Querschnitte in Frage. Die Durchmesser im Lichten (20,0, 14,6, 9,5 mm) wurden nach der Zerlegung[1]) des Apparates mit der Schubleere tunlichst genau

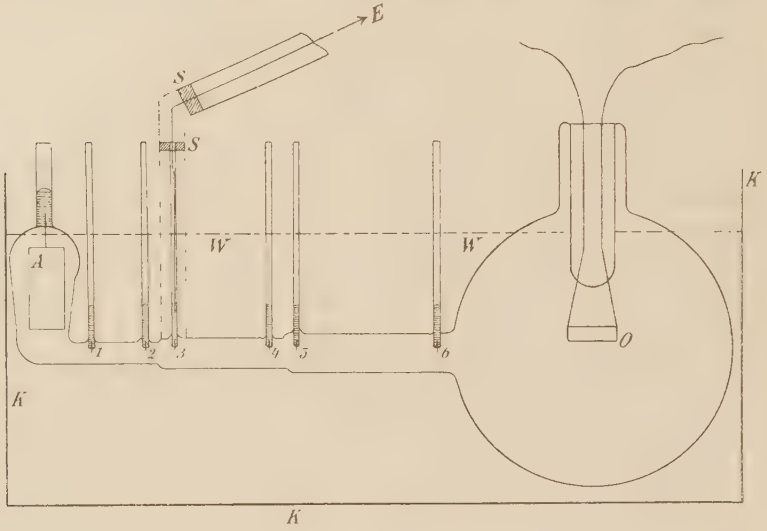

Fig. 12.

bestimmt, ebenso, um die optischen Verzerrungen an den Glaswänden keine Fehler in die Messung hereinbringen zu lassen, die Entfernung der Sonden. Diese letztere (entsprechend 630, 500, 315 mm) ist nach einem Vorversuche so gewählt worden, daß an den einzelnen in Frage kommenden Sondenpaaren annähernd die gleiche Potentialdifferenz bei gleicher Stromstärke bestand, um mit ein und derselben Empfindlichkeit des Elektrometers die Bestimmung ausführen zu können.

Es muß beachtet werden, daß sowohl die Sonden, als auch die Übergänge aus einer Röhrenweite in eine folgende es nicht zulassen, daß die Röhren streng zylindrisch verlaufen. Außerdem sind Glasröhren von etwa 20 mm lichter Weite

1) Die Zerlegung wurde erst nach dem Erscheinen der letzten Publikation vorgenommen, ich bin also in der Lage, hier das erstemal genauere Zahlen mitzuteilen.

stets an und für sich mit Änderungen des Durchmessers um 5—10 Proz. behaftet. Deshalb ist die Bestimmung des Gesetzes der Abhängigkeit der Charakteristik vom Querschnitt — ganz abgesehen von der Ungenauigkeit der Bestimmung auch des Sondenabstandes — mit einem einigermaßen handlichen Apparat nur in erster Annäherung möglich. Da jedoch dieses Gesetz, wie aus den Ausführungen des allgemeinen Teiles erhellt, an Interesse gewonnen hat, muß es weiteren Untersuchungen vorbehalten bleiben, hier größere Genauigkeit zu erzielen.

Die Resultate ergaben, daß, auf die Längeneinheit umgerechnet, die Potentialgefälle sich in zwei unabhängigen Versuchen einmal wie 28 : 38 : 60, dann das zweitemal wie 14,7 : 20,1 : 35 verhielten, in der Reihenfolge der abnehmenden Durchmesser dargestellt. Schreibt man unter eine jede dieser Zahlen die ihr entsprechende Durchmesserlänge auf, und führt die Multiplikation je zwei übereinander stehender Zahlen aus, so wird:

28	38	60	14,7	20,1	35
20	14,6	9,5	20,0	14,6	9,5
56	55,5	57,0	29,4	29,2	33,1

Man sieht also eine in dem ersten Falle recht gute, in dem zweiten immerhin, in Anbetracht der vorausgenannten Fehlerquellen merkliche Konstanz. Obwohl ich dem ersten Fall, da hier die Bestimmungen tunlichst schnell hintereinander erfolgten, Vorzug geben möchte, sei auch das zweite Beispiel als Repräsentant einer größeren Menge von Messungen hier mitgeteilt.

In Worten lautet dieses Resultat: *Das Potentialgefälle ist, gleiche Gasdichte vorausgesetzt, bei gleicher Stromstärke dem Röhrendurchmesser annähernd umgekehrt proportional.* Bezeichnet man die Potentialgefälle zweier Röhren mit den Radien r_1 bzw. r_2 mit v_1 bzw. v_2, so ist:

$$v_1 : v_2 = r_2 : r_1. \tag{2}$$

Es wäre von Interesse, die Stromcharakteristik für verschiedene Querschnitte in vergleichbarer Weise anzugeben. Da die Entladungsröhre jedoch, als eine horizontal gebaute, im Ofen nicht hoch genug erhitzt werden konnte, folglich die

Kurven sich während eines längeren Betriebes nicht konstant hielten, sind dieselben einer näheren Diskussion in dieser Richtung nicht fähig. Es mag nur andeutungsweise ein Diagramm mit ungefähr gültigen dem Gesetze $J = \alpha v^2 + \beta$ folgenden Teilen der Charakteristiken gegeben werden, welche bis zum Schnitt mit der J-Achse durchgeführt worden sind, um zu

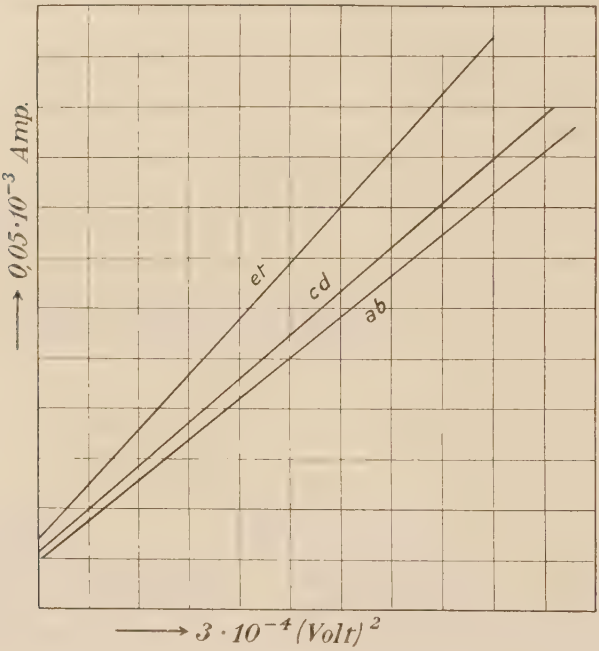

Diagramm III.

zeigen, wie ungefähr die β sich mit dem Querschnitt zu ändern pflegen. Da, wie leicht ersichtlich, eine jede Änderung der Nullpunkte die Werte der β stark modifiziert, so kommt noch dieses als Fehlerquelle hinzu, um die Entnahme eines klaren Gesetzes für die Änderung dieser Größen unmöglich zu machen. Man sieht nur eines, daß nämlich die β mit wachsendem Röhrenquerschnitte jedenfalls sehr merklich zunehmen.

Die erwähnten Fehler der β behaften die Genauigkeit der Messung der Änderung des Potentialgefälles mit der Stromdichte weniger, da sie gegen die Stromdichten, bei denen gemessen wurde, vernachlässigt werden können.

V. Eine Deutung der Ergebnisse.

§ 1. Allgemeines.

Versucht man, von allgemeineren Gesichtpunkten aus, ein zusammenfassendes Bild der für das behandelte Gebiet gültigen Gesetze zu entwerfen, so muß man in erster Linie auf die p. 48 erwähnte lineare Verteilung des Potentialgefälles längs der Achse der Entladung im Geltungsbereiche der Gleichung $J = \alpha v^2 + \beta$ eingehen.

In der Tat ergibt sich hieraus der grundlegende Schluß, daß die in einem Volumen der Entladungsbahn verbrauchte Energie *nicht* den in geordneter Bewegung zwischen den Elektroden elektrische Ladungen transportierenden Teilchen als Zuwachs ihrer kinetischen Energie mit auf den weiteren Weg gegeben wird. Im Gegenteil, diese verbrauchte Energie wird in dem betreffenden Volumen selbst vollständig in ungeordnete Bewegung (Erhitzung der Röhrenwand) umgesetzt. Denn man hat es ja mit einem Raume zu tun, der durch ein äußerst weitgehend verdünntes Gas ausgefüllt ist; würde also die Energie zu einem merklichen Teil für die Beschleunigung der stromtransportierenden Teilchen verwendet werden, so müßte, die große Beweglichkeit (die große freie Weglänge) der negativen Elektronen vorausgesetzt, das Potentialgefälle nach der Anode zu beträchtlich abnehmen, während es anfangs bei höherer Gasdichte in diesem Sinne eher zunimmt, um dann ganz präzis linear längs der Achse sich zu verteilen. Es entsteht also die Frage: weshalb müssen große Energiemengen in ungeordnete Bewegung umgesetzt werden, wenn die Stromleitung bei einem extrem vorgeschrittenen Vakuum aufrecht erhalten werden soll, bei dem sonst die mittlere freie Weglänge der Elektronen, die Dimensionen des Rohres bei weitem überschreiten?

In diesem Zusammenhange ist es wohl nicht mehr als eine Beschreibung der Tatsachen, wenn man zusammenfassend sagt: *„die mittlere freie Weglänge ist hier ungleich viel kleiner, als dieselbe in Funktion des Gasdruckes allein sich ergeben würde“.* [1])

1) Vgl. Ber. d. Kgl. Sächs. Ges. d. Wissensch. **60**. 20. Juli 1908.

Sucht man nun nach der physikalischen Ursache einer derartigen Abnahme der mittleren freien Weglänge, so kann man aus der gemeinsamen Form der mitgeteilten Diagramme 1—21 einen gewissen Einblick in das Wesen der Sache gewinnen. Die Entladung setzt bei einem geringen, wohl durch die Ladungen an den Glaswänden bedingten und deshalb meistens schlecht definierten (vgl. Satz c) p. 28) Potentialgefälle ein. Dann wächst zunächst das Quadrat des Potentialgefälles wesentlich schneller als mit der ersten Potenz der Stromdichte (vgl. p. 47). Es ist also, als ob die Entladung sich selbst Hindernisse in ihrer Bahn schaffen würde und zwar, wenn man sich diese Hindernisse als von diskreten Zentren herstammend denkt, so würde die Zahl dieser Zentren einen erklärlicherweise (da die Wahrscheinlichkeit eines Zusammenstoßes mit der Anzahl der die Elektronen ablenkenden Zentren wächst) mit der Stromdichte rasch wachsenden Anstieg erleiden. Dieser rasche Anstieg würde dann fortbestehen bleiben, bis eine gewisse Grenze im Verhältnisse der von der Kathode herrührenden Elektronendichte zu der Gasdichte (vgl. die Ableitung p. 59, sowie die Charakterisierung des Untersuchungsgebietes p. 2) überschritten worden ist. Von nun an wäre der Anstieg ein langsamerer und in dem Gültigkeitsbereiche des Gesetzes $J = \alpha v^2 + \beta$ konstanter. Daß die Bildung der Hinderniszentren mit der Gasdichte zusammenhängt, sieht man auch daran, daß, je größer die Gasdichte, desto eher das für die jeweilige Gasdichte überhaupt erreichbare Maximum der Verhältniszahl der Anzahl der Zentren zur Elektronendichte eintritt, was übrigens nur in anderen Worten den Inhalt des Erfahrungssatzes a), p. 28 ausdrückt. Nun liegt es nahe, anzunehmen, daß diese Zentren von den Elektronen durch Stoß oder ähnliche Wirkungen gebildete Ionen sind, welche ihrer großen trägen Masse wegen für die Stromleitung wenig in Betracht kommen. In der Tat ist es einleuchtend, daß bei dem extrem hohen Vakuum die gesteigerte Anziehungskraft, die ein Ion im Vergleich mit einem Molekül den Kathodenstrahlen gegenüber besitzt, sich in der Erhöhung des statistischen Mittelwertes der Zusammenstöße bereits bemerkbar macht.

Man gelangt also zu dem Ergebnis, daß die außerordentliche Verringerung der mittleren freien Weglänge der negativen

Elektronen bei hochgradigem Vakuum durch eine passende elektrische Erregung des Gases derart verursacht wird, daß der im Vergleiche mit der Wirkungssphäre eines nicht isolierten Moleküls sehr große Aktionsradius eines Ions (langsamen) Elektronen gegenüber bei geringer Gasdichte im statistischen Mittelwerte der Anzahl der Zusammenstöße durch die Erhöhung dieses Mittelwertes zur Geltung gelangt.

Im folgenden sollen die Entladungsgesetze, sei es in dem hier allgemein skizzierten Sinne näher gedeutet, sei es zur Bekräftigung obiger Auffassung umgeformt werden.

§ 2. Die Unabhängigkeit vom Röhrenquerschnitt.

Es seien gegeben bei einem bestimmten Vakuum und bei den Stromstärken J_1 bzw. J_2 die Potentialfälle v_1 und v_2 zweier zylindrischer Röhren mit den Radien r_1 bzw. r_2 (Fig. 13). Dann gelten die Gesetze

$$(1) \qquad \begin{cases} J_1 = \alpha_1 v_1^2 + \beta_1 \\ J_2 = \alpha_2 v_2^2 + \beta_2 \end{cases}$$

und für

$$(2) \qquad \begin{cases} J_1 = J_2 = J \\ v_1 : v_2 = r_2 : r_1 , \end{cases}$$

wo α_1, α_2; β_1, β_2 im allgemeinen Funktionen der Röhrenquerschnitte der Natur der Gefäßwände, der Gasdichte und der sonstigen Beschaffenheit des von der Entladung durchströmten Raumes sind.

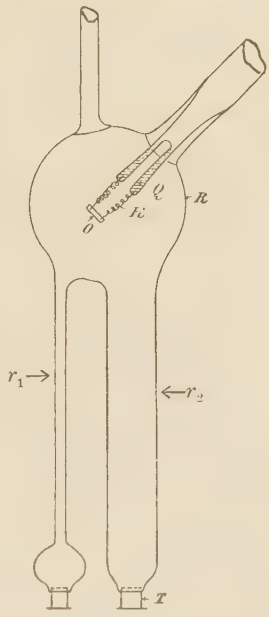

Fig. 12.

Setzt man in (1) $J_1 / J_1 = J_2$ und subtrahiert die beiden Seiten der Gleichungen voneinander, so wird:

$$\alpha_1 v_1^2 - \alpha_2 v_2^2 = \beta_2 - \beta_1$$

oder

$$\frac{\alpha_1 v_1^2}{\alpha_2 v_2^2} = 1 - \frac{\beta_2 - \beta_1}{\alpha_2 v_2^2} .$$

Soll diese Beziehung, was tatsächlich zutrifft, für Stromstärken gelten, bei denen

$$\frac{\beta_2 - \beta_1}{\alpha_2 v_2^2} \text{ klein gegen 1 ist,}$$

so muß sein:

$$\alpha_1 : \alpha_2 = v_2^2 : v_1^2 = r_1^2 : r_2^2 .$$

Da nun α von der Stromstärke unabhängig ist, so gilt obiges im ganzen Geltungsbereiche von (1) und (2). Man kann also ganz allgemein schreiben

(5a) $$\alpha_1 = \pi \varkappa . r_1^2, \quad \alpha_2 = \pi \varkappa . r_2^2$$

$$\begin{cases} J_1 = \pi \varkappa r_1^2 v_1^2 + \beta_1 \\ J_2 = \pi \varkappa r_2^2 v_2^2 + \beta_2 , \end{cases}$$

wo

(3) $$\frac{\partial \varkappa}{\partial r} = 0 .$$

Setzt man nun:

(4) $$i_1 = \frac{J_1}{r_1^2 \pi}, \quad i_2 = \frac{J_2}{r_2^2 \pi},$$

so ist

(5) $$\begin{cases} i_1 = \varkappa v_1^2 + \frac{\beta_1}{r_1^2 \pi} , \\ i_1 = \varkappa v_2^2 + \frac{\beta_2}{r_2^2 \pi} . \end{cases}$$

Folglich ist für große Stromdichten, wo $\beta / r^2 \pi$ klein gegen i ist, allgemein

(6) $$i = \varkappa v^2 ,$$

unabhängig vom Querschnitte der Entladung.

Für Stromdichten, bei denen $\beta / r^2 \pi$ gegen i nicht vernachlässigt werden darf, wäre die Beziehung zwischen Stromdichte und Potentialgefälle unabhängig von den Röhrendimensionen, wenn

$$\frac{\beta_1}{r_1^2 \pi} = \frac{\beta_2}{r_2^2 \pi} = \beta \text{ wäre,}$$

also wenn

$$\beta_1 = r_1^2 \pi \beta , \quad \beta_2 = r_2^2 \pi \beta$$

wäre. Dann gälte ganz allgemein

(6a) $$i = \varkappa v^2 + \beta .$$

Erst in dem dieser Veröffentlichung unmittelbar vorausgehenden Stadium der Untersuchung hat das Verhalten der

Werte von β einen bestimmten Sinn für das Verständnis der Vorgänge auf Grund des p. 58—59 entwickelten Zusammenhanges gewonnen. Aus dem früher angesammelten Material läßt sich aber nur das eine mit Bestimmtheit aussagen, daß wenn $r_1 > r_2$, $\beta_1 > \beta_2$ ist (p. 52). Ob jedoch und in welchem Maße ein Bestandteil von der Form $r^2 \pi \beta$ für die funktionelle Abhängigkeit der β vom Querschnitt maßgebend ist, muß einer speziellen Untersuchung dieses Gegenstandes vorbehalten bleiben.

Formuliert man noch einmal das Gesetz der Gleichung (6), so heißt es in Worten: Setzt man die Gültigkeit der Gesetze (1) und (2) voraus und beschränkt sich auf das Gebiet, wo die Stromstärken J_1 und J_2 hinreichend groß gegen β_1 und β_2 sind, so ist, gleiche Gasdichte angenommen, *die Potentialverteilung längs der Strombahn eindeutig durch die mittlere Stromdichte bestimmt, unabhängig von den Dimensionen der Entladungsröhre.*

Daraus kann mit großer Wahrscheinlichkeit gefolgert werden, daß die Stromdichte für den Geltungsbereich von (6) im ganzen Querschnitt homogen verteilt ist. Denn wäre sie etwa, wie es bei den Gasentladungen häufig der Fall ist, in der Achse am größten, so würde man die Gleichung (6) nur durch die unplausible Annahme begründen können, daß die Verteilung der Stromdichte bei verschieden weiten Röhren einander streng ähnlich ist, während es in der Natur der Sache liegt, bei kleinen Querschnitten eine bedeutend homogenere Verteilung anzunehmen als bei großen.

Vergleicht man das Gesetz (6) mit den bei dem Gasdrucke der Geisslerröhren etwa für die positive Lichtsäule gefundenen, so wird man nicht nur durch die Einfachheit desselben überrascht. Die Unabhängigkeit von dem Entladungsquerschnitt muß gerade bei dem extrem hohen Vakuum bemerkenswert erscheinen, wo den landläufigen Anschauungen zufolge die mittlere freie Weglänge der Molekeln sowohl wie der Elektronen die Dimensionen des Gefäßes vielfach übersteigen müßte. Man wird also folgerichtig in der Gleichung (6) eine gewichtige Bestätigung der Annahme erkennen, daß bei dem behandelten Entladungsvorgang die mittleren freien Weglängen als verschwindend klein den Gefäßdimensionen gegen-

über aufgefaßt werden müssen, daß also von einer außerordentlichen Zunahme des Aktionsradius der im leeren Raume verteilten Zentren gesprochen werden muß.

Außerdem sieht man, daß je zwei der drei Gleichungen (1), (2) und (6) die dritte hinreichend und notwendig bedingt. Dieses ist physikalisch von Interesse, wenn man in den Kreis der Erwägungen auch noch die Tatsache hinzuzieht, daß von einem gewissen Grenzwerte des Vakuums an bei abnehmender Gasdichte für eine festgehaltene Stromstärke oder, wie nunmehr gesagt werden kann, für eine festgehaltene Stromdichte, das Potentialgefälle unverändert bleibt. Das liefert zufolge der Gleichung (6), falls wir den so definierten Grenzwert von $\varkappa$ mit K bezeichnen

$$\left\{ \begin{array}{l} i = K v^2 \\ \frac{\partial K}{\partial N} = 0, \end{array} \right. \tag{7}$$

wo N die Gasdichte bezeichnet. Nach Gleichung (3) ist außerdem

$$\frac{\partial K}{\partial r} = 0. \tag{8}$$

Also ist K dem bei der Einführung der Funktion $\varkappa$ Gesagten zufolge nur noch — möglicherweise — erstens eine Funktion der chemischen Natur der die Gasfüllung bildenden Moleküle, und zweitens eine Funktion der sonstigen Beschaffenheit des durchströmten Raumes. Es wird im nachfolgenden, soweit es aus dem vorliegenden Material sich ergibt, einiges über die beiden Variabeln, insbesondere über die erste, ausgesagt werden. An dieser Stelle soll nur noch dem am Anfang dieses Paragraphen erwähnten Zusammenhange ein physikalischer Sinn beigelegt werden. Die Unabhängigkeit des K von der Gasdichte läßt, wie aus den weiteren Überlegungen sich ergeben wird, darauf schließen, daß K ein in erster Linie von der zur Abspaltung positiver Ladungen von den Molekeln erforderlichen Elektronendichte abhängiger Faktor ist, dessen Unabhängigkeit von N es bedingt, daß die negative Volumenladung nicht über einen Maximalwert gesteigert werden kann. Seiner Natur nach müßte K also von der Begrenzung des Raumes unabhängig sein. Es wäre von diesem Standpunkte aus befremdend, wenn es sich erwiesen

hätte, daß in der Gleichung $i = K v^2$ der Koeffizient K von dem Röhrenquerschnitt mitbedingt wäre, wenn mit anderen Worten die Charakteristik der Entladung vom Drucke unabhängig wäre, und von der offenbar viel weniger wesentlichen Dimensionierung der Entladungsröhre in ihrer Beschaffenheit funktionell beeinflußt würde.

In diesem Sinne schließt sich die Tatsache der Existenz eines von N unabhängigen Grenzwertes des $\varkappa$ befriedigend der den Gleichungen (1), (2) und (6) zugrunde liegenden Tatsache an, daß die Entladungscharakteristik allein durch die Stromdichte, und nicht durch die Stromstärke unter komplizierter Abhängigkeit von der Gestaltung des Entladungsrohres gegeben ist. Und würde man umgekehrt aus der Gleichung (7) auf diesem Wege folgern, daß nur die Stromdichte für die Charakteristik maßgebend ist, also daß die Gleichung (6) oder auch (6a) besteht, so würde daraus und aus einer der Gleichungen (1), (2) stets die zweite folgen.

§ 3. Ableitung des Gesetzes der Charakteristik.

Das Gesetz

$$J = \alpha v^2 + \beta$$ [1])

läßt sich unter gewissen Annahmen aus den üblichen Vorstelluugen über die Elektrizitätsleitung in Gasen, und insbesondere über den kausalen Zusammenhang zwischen der räumlichen Dichte der Elektrizitätsträger, dem Potentialgefälle und der Stromstärke ableiten. Dabei soll als das primäre Moment die räumliche Dichte n_- der negativen, von der Oxydkathode emittierten Elektronen aufgefaßt werden. Die Dichte der positiven Ladungen n_+, welche man sich etwa als durch ionisationsähnliche Vorgänge entstanden denken kann, sei — und das ist das Wesen der Annahme — im Wirkungsbereiche des Gesetzes $J = \alpha v^2 + \beta$ der räumlichen Dichte der negativen Elektronen n_- proportional

$$\frac{n_-}{n_+} = a \quad (a > 1),$$

1) Man vergleiche die unter vereinfachten Voraussetzungen gegebene der hier folgenden analoge Ableitung, Ber. d. math.-phys. Klasse d. Kgl. Sächs. Ges. d. Wissensch. **60.** p. 219—220.

wo a unter sonst konstanten Umständen eine Funktion der Gasdichte N ist. Es ist leicht ersichtlich, falls man sich wie üblich vorstellt, daß die positiven Ladungen von der Materie herrühren, daß a mit wachsender Gasdichte abnehmen wird, daher $\partial a/\partial N \lesseqgtr 0$, was ja auch durch den Anstieg des Gefälles bei abnehmender Gasdichte bestätigt wird.

Proportionalität soll auch zwischen n_- bzw. n_+ und der direkt an der Stromleitung beteiligten Anzahl dieser Träger — für welche eine besondere Bezeichnung einzuführen sich erübrigt — bestehen, so daß also aus n_- alle diese übrigen Größen linear folgen.

J sei nun der Gesamtstrom im stationären Zustand. Eine Änderung desselben dJ wird nach der obigen Auffassung mit der Änderung der Dichte n_- um du_- verknüpft sein. Folglich ändert sich n_+ um $dn_+ = (1/a)\,dn_-$. Es liegt nun auch sonst nahe, und wird durch das Bestehen der Gleichung (6) noch wahrscheinlicher gemacht, daß die Verteilung der das Potentialgefälle im Raume bedingenden Ladungen bei dieser Änderung sich *geometrisch ähnlich* bleibt, daß also die Änderung des Potentialgefälles einfach der Änderung der Raumladung proportional gesetzt werden kann

$$(9)\quad dv = p\,(dn_- - dn_+) = p\left(dn_- - \frac{1}{a}\,dn_-\right) = p\,\frac{a-1}{a}\,dn_-\Big).$$

Nun hängt die Stromzunahme dJ außer von der Anzahl der stromtransportierenden Teile auch noch von ihrer Geschwindigkeit ab. Auch hier besteht Proportionalität. Da aber andererseits die Geschwindigkeit dem Potentialgefälle proportional ist, so ist unter den gemachten Annahmen

$$(10)\qquad dJ = b\,v\,dn_-,$$

wo (6) ein in erster Linie von der Beweglichkeit der leitenden Teile abhängender Faktor ist. Führt man für dn_- den Wert aus (9) ein

$$dn_- = \frac{1}{p}\,\frac{a}{a-1}\,dv,$$

so wird

$$(11)\qquad dJ = \frac{1}{p}\,\frac{a\,b}{a-1}\,v\,dv.$$

Setzt man

$$(12)\qquad \frac{1}{p}\,\frac{a\,b}{a-1} = 2\,\alpha,$$

und integriert dann (11) unter Einführung der Integrationskonstante β, so ergibt sich schließlich

(1) $$J = \alpha v^2 + \beta.$$

Aus der vorausgehenden Ableitung ergibt sich für a und b unter Einführung der Gleichungen

(7) $$K = \frac{\alpha}{\pi r^2} \frac{\partial K}{\partial N} = 0$$

einiges über diese Funktionen. Mit Rücksicht auf (12) ist

$$K = \frac{1}{2 r^2 p \pi} \cdot \frac{a b}{a - 1}.$$

Beachtet man nun, daß r und p ihrem Wesen nach von N unabhängig sind, so bedeutet $\partial K / \partial N$ im wesentlichen

$$\frac{\partial \left(\frac{a b}{a - 1} \right)}{\partial N} = 0.$$

Führt man die Differentiation aus, so wird

(14) $$\left(1 - \frac{1}{a}\right) \frac{\partial b}{\partial N} - \frac{b}{a^2} \frac{\partial a}{\partial N} = 0,$$

dabei ist wegen $a > 1$

$$1 - \frac{1}{a} > 0.$$

Da nun in dem Geltungsbereiche von K das Potentialgefälle mit variierendem N sich nicht ändert, ist

$$\frac{\partial v}{\partial N} = 0,$$

folglich auch

$$\frac{\partial \left(\frac{\partial v}{\partial n} \right)}{\partial N} = 0.$$

In Anbetracht dessen, daß p unabhängig von N ist, lautet obiges mit Hilfe von (9)

$$\frac{\partial \left(\frac{a - 1}{a} \right)}{\partial N} = 0.$$

Also

(15) $$\frac{\partial a}{\partial N} = 0,$$

und wegen (14)

$$\frac{\partial b}{\partial N} = 0. \tag{16}$$

(15) besagt: $n_-/n_+ = a$ ist von N unabhängig, also: *von einem gewissen Maximalwerte der Gasdichte ab ist die Anzahl der pro negative Ladung, also pro negatives Elektron gebildeten positiven Ladungen unabhängig von der Gasdichte.*

Da man als die Urheber der positiven Ladungen die Molekeln bzw. die Atome aufzufassen pflegt, kann man diesem Resultate auch die Fassung beilegen: *Die Anzahl der pro Molekel bestehenden positiven Ladungen wächst dauernd im Geltungsbereiche der von der Gasdichte unabhängigen Funktion K bei abnehmender Gasdichte, falls die sonstigen Bedingungen (das Potentialgefälle) konstant gehalten werden.*

Da man sich nun ferner, die negativen Elektronen immer wieder als das primäre Moment aufgefaßt, die Bildung der positiven Ladungen als das Resultat von durch die Elektronendichte und die Anzahl und Energie ihrer Stöße bedingten Einwirkungen auf die Materie denken wird, so wird man sich vorstellen müssen, daß die Intensität dieser Einwirkungen, also die einer Molekel bzw. Ion zugeführte Energiemenge, nicht über einen bestimmten Grenzwert gesteigert werden kann, ohne daß eine positive Ladung erzeugt wird. Ob man sich nun diese Ladungen als mit den Molekeln zu vielwertigen Ionen verbunden zu denken hat, oder ob man ihnen ein selbständiges Fortbestehen im Raume beilegen soll, bleibt zunächst eine offene Frage.

Die Art, wie man sich das Erzeugen positiver Ladungen an der Materie durch die Einwirkung der Elektronen zu denken hat, falls man eine geringe Gasdichte einerseits, eine große Elektronendichte andererseits betrachtet[1]), scheint mir nicht ausschließlich durch die kinetische Energie des *einzelnen* Elektrons in der üblichen Vorstellungsweise gegeben zu sein. Man muß vielmehr auch die räumliche Dichte und die *Frequenz* der Elektronen und ihrer Stöße mit in Rechnung ziehen, falls diese Stöße häufig genug sind, um bei der Abspaltung der positiven Ladungen ihre Energie additiv dem Molekül zuführen zu lassen.

1) Vgl. Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. **9**. p. 133. 1907.

Offenbar ist es zu diesem Zwecke erforderlich, daß die Frequenz der Stöße kommensurabel oder von einer höheren Ordnung ist, als die Schwingungsfrequenz der an das Molekül angekoppelten, abzuspaltenden Ladung. Eine verwandte Erscheinung ist bei der Erregung der Fluoreszenz durch Kanalstrahlen von Kunz (Phil. Mag. **14**. p. 614) beobachtet worden, welcher fand, daß der Grenzwert der Geschwindigkeit, welcher für Fluoreszenzerregung nötig ist, geringer genommen werden kann, falls das Kanalstrahlenbündel reicher an Ionen wird.

Man kann andererseits die Unabhängigkeit der Anzahl der unter sonst gleichen Umständen erzeugten positiven Ladungen von der Anzahl der Molekeln auch so auffassen, daß von dem genannten Maximalwerte der Gasdichte ab überhaupt kein merklicher ursächlicher Zusammenhang zwischen positiver Ladung und Materie besteht. Dann würden also diese positiven Ladungen im leeren Raume (im Äther) außerhalb der Molekeln und unabhängig von diesen entstehen und auch weiter existieren müssen.

Gelingt es, die technische Ausführbarkeit (vgl. p. 41) vorausgesetzt, die chemische Natur der Gasreste des hochgradigen Vakuums in definierter Weise zu variieren, so wird man eine Wahl zwischen den beiden Annahmen auf experimenteller Grundlage treffen können. Es wird sich dann zeigen, ob die von der Gasdichte unabhängige Größe K eine allgemeine, oder eine von der chemischen Natur des Gases abhängige Funktion ist.

Auch die Gleichung (16), $\partial b / \partial N = 0$, läßt einige Schlüsse zu. Da b als im wesentlichen von der Beweglichkeit der geladenen Teilchen abhängig bezeichnet wurde, so bedeutet diese Gleichung, daß die Beweglichkeit der Elektrizitätsträger unabhängig von der Gasdichte ist. Es liegt nahe, für die negativen Elektronen die Annahme einzuführen, daß ihre mittlere freie Weglänge unverändert bleibt, da die Abnahme der Molekelnzahl durch die Zunahme des Aktionsradius der übrig bleibenden Molekeln in dieser Hinsicht aufgehoben werden kann.

Wollte man die obige Folgerung auch für die positiven Ladungen plausibel erklären, so würde man für den Fall, wo man die positiven Ladungen als an der Materie festhaftend annehmen wollte, auf einen Widerspruch stoßen; denn die

Beweglichkeit eines vielwertigen Ions ist größer, als die eines einwertigen Ions gleicher Masse. Man müßte dann zu der Möglichkeit die Zuflucht ergreifen, daß die vielwertigen Ionen selbst infolge ihrer großen trägen Masse oder auch einer sehr kleinen freien Weglänge sich nicht merklich an der Leitung beteiligen.

Selbstverständlich könnte man auch andere Arten von Vorstellungen hier einführen. *Am einfachsten würde sich jedoch die Sache gestalten, falls man die Existenz freier positiver Ladungen von konstantem Verhältnis der Ladung zur Masse unabhängig von der Materie endgültig nachweisen könnte.*

Schließlich sei auch noch darauf hingewiesen, daß auch das Gesetz (p. 47), welches besagt, daß für geringe Stromdichten das Potentialgefälle angenähert wie $J^{2/3}$ wächst, sich unter ähnlichen Voraussetzungen ableiten und seine Unabhängigkeit vom Drucke sich ähnlich deuten läßt, wie dieses für $J = \alpha v^2 + \beta$ geschehen ist.

Obwohl eine derartige Ausführung einige der entwickelten Ansichten zu stützen, ganz besonders aber ein Argument für das von der Materie unabhängige Entstehen positiver Ladungen im Raume zu liefern fähig wäre, soll vorläufig hiervon Abstand genommen werden. Denn man erkennt ohnehin, daß bei der Diskussion der Gleichungen (15) und (16) das vorliegende experimentelle Material zu versagen anfängt. Es liegt auf der Hand, daß man das letztere in mehreren Richtungen vervollständigen kann.

Erstens ist von einer weiteren Verbesserung des Vakuums in mancher Beziehung Aufklärung zu erwarten, indem man in den Versuchen die flüssige Luft durch flüssigen Wasserstoff ersetzt.

Zweitens wäre es von Interesse, wie bereits erwähnt wurde, Methoden für das Einführen chemisch wohldefinierter Gase in das hochgradige Vakuum und die Untersuchung ihres Verhaltens auszuarbeiten.

Drittens kann auch die Frage behandelt werden, ob sich die mittlere freie Weglänge von Elektronen *bekannter* Geschwindigkeit in der Lichtsäule näher bestimmen läßt, da

daraus unter anderem auch auf die Gasdichte, die sich zurzeit jeder Beurteilung entzieht, geschlossen werden könnte.

Schließlich muß die durch die letzten Resultate wieder in den Vordergrund gerückte Frage nach der Natur der positiven Ladungen behandelt werden, besonders, da einige früheren Versuche in dieser Richtung, wenn sie auch nicht endgültig beweisend waren, so doch ebensowenig widerlegt sind und ihrer Aufklärung harren.

VI. Zusammenfassung.

§ 1. Die experimentellen Befunde.

A) Vorausgesetzt, daß man die Stromdichte genügend groß nimmt, ist es berechtigt, in dem höchsten bisher erreichten Vakuum noch von der Existenz desjenigen von den Elektroden hinreichend weit entfernten Teiles der Entladung zu sprechen, welcher bei weit höherem Druck als die positive Lichtsäule bezeichnet zu werden pflegt (vgl. p. 49).

B) In dem Gebiete der Untersuchungen gilt für Stromdichten, welche über einen gewissen Minimalwert hinausgehen,

$$i = \varkappa v^2, \tag{6}$$

wo $\varkappa$ ein von der Röhrenform unabhängiger Faktor ist (p. 55 bis 59, insbesondere p. 56, Gleichung (3)).

Der Zusammenhang zwischen Stromdichte und Potentialgefälle ist also von der Gestalt der Entladungsbahn in dem im Texte näher erörterten Sinne unabhängig (p. 57).

C) Von einem Maximalwerte der Gasdichte abwärts ist die Charakteristik der Entladung von der Gasdichte überhaupt unabhängig (p. 41); es ist also insbesondere für den unter B) gekennzeichneten Teil:

$$\frac{\partial \varkappa}{\partial N} = 0\,. \tag{7}$$ (p. 730)

D. Ist die Gasdichte genügend gering, so gilt für Stromdichten, welche zwischen 0 und dem Gebiete der Sätze B) u. C) liegen, das Gesetz, daß das Potentialgefälle wie $J^{2/3}$ wächst (p. 47).

§ 2. Die allgemeinen Schlüsse.

E) Für die unter B) und C) genannten Gesetze läßt sich von einem allgemeineren Gesichtspunkte eine Ableitung und

Deutung geben, welche das Verständnis der Vorgänge mit der Erzeugung der positiven Ladungen durch die negativen Elektronen in Zusammenhang bringt (p. 59—61). Die auf diesem Wege sich ergebenden Schlüsse veranlassen es, die Existenz von positiven Ladungen in Erwägung zu ziehen, welche *unabhängig von der Materie* bestehen (p. 61—64).

F) Aus den durch A) zusammengefaßten Tatsachen wird gefolgert (p. 53—55), daß in dem Untersuchungsgebiete die mittlere freie Weglänge der Elektronen bedeutend kleiner ist, als die bei derselben Gasdichte außerhalb der elektrischen Entladung in der positiven Lichtsäule beobachtete.

Die Hilfsmittel zu den Untersuchungen wurden zum großen Teile aus einem der *Härtelstiftung* entstammenden Fond angeschafft, welcher in äußerst dankenswerter Weise mir von der *Königlichen Gesellschaft der Wissenschaften zu Leipzig* für diesen Zweck überlassen wurde.

Die beschriebenen Versuche wurden im Physikalischen Institut der Universität Leipzig ausgeführt. Ich möchte es auch an dieser Stelle nicht unterlassen, Hrn. Geheimrat Prof. Dr. O. Wiener für die Unterstützung der zum Teil große Hilfsmittel voraussetzenden Arbeiten meinen tiefempfundenen Dank auszusprechen. Auch Hrn. Prof. Dr. Th. Des Coudres bin ich für das den Untersuchungen entgegengebrachte Interesse zu großem Danke verpflichtet.